



Contribution à l'étude de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la régénération des signaux de télécommunication à très haut débit

Vincent Roncin

► To cite this version:

Vincent Roncin. Contribution à l'étude de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la régénération des signaux de télécommunication à très haut débit. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2004. Français. NNT : . tel-00230524

HAL Id: tel-00230524

<https://theses.hal.science/tel-00230524>

Submitted on 31 Jan 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée devant

L'Université de Rennes I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : PHYSIQUE

par

VINCENT RONCIN

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE FONCTIONS OPTIQUES
A BASE D'AMPLIFICATEURS OPTIQUES A SEMI-CONDUCTEURS
POUR LA REGENERATION DES SIGNAUX DE
TELECOMMUNICATION A TRES HAUT DEBIT**

Soutenue le 30 avril 2004 devant la commission d'examen :

M. DIGONNET	Senior Research Engineer, STANFORD University, USA	Examineur
A. LE CORRE	Professeur, I.N.S.A. Rennes	Examineur
Y. JAOUËN	Ingénieur, l'E.N.S.T. Paris	Rapporteur
O. LECLERC	Ingénieur, ALCATEL CIT-R&I	Rapporteur
D. PUREUR	Ingénieur, Highwave Optical Technologies	Directeur de Thèse
J.C. SIMON	Professeur, Université de Rennes I / E.N.S.S.A.T.	Directeur de Thèse

Remerciements

La thèse s'est déroulée au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT à Lannion (Côtes d'Armor) d'octobre 2000 à octobre 2003 dans le groupe « Fonctions Optiques pour les Télécommunications » dirigé par Jean-Claude Simon.

Je tiens tout d'abord à remercier Highwave Optical Technologie qui a permis le financement de la thèse et tout particulièrement David Pureur qui m'a fait confiance à l'issue de mon stage de DEA effectué au sein de l'entreprise. Je tiens aussi à lui rendre hommage pour m'avoir soutenu lors des multiples plans sociaux qu'ont subi l'entreprise et ses salariés. Je remercie Christine Mahodaux pour l'intérêt qu'elle a su porter à mon travail de thèse malgré des conditions parfois difficiles.

Au laboratoire d'optronique qui m'a accueilli pendant ces trois années, je voudrais tout d'abord rendre hommage à toute l'équipe technique qui m'a aidé à résoudre les petits problèmes du quotidien et en particulier Réjane Le Roy, Michèle Moizard, Serge LeFlecher et Sylvain Fève pour leur disponibilité. Je remercie aussi Henry L'Her de m'avoir toujours ouvert les portes du magasin de l'ENSSAT.

Je tiens à remercier les deux doctorants qui m'ont accompagné pendant ces trois années : Stéphane Blin sans qui la thèse aurait manqué de saveur et Laurent Bramerie pour son dynamisme et son expérience.

Je voudrais encourager Gwenaëlle Girault qui prend la suite de la thèse et la remercier pour son enthousiasme et les résultats qu'elle a bien voulu me transmettre.

J'ai une pensée amicale pour les autres doctorants du laboratoire d'optronique, Mathilde Gay, Gaultier Moreau, Céline Guignard, Olivier Vaudel, et les autres.

Nos discussions, la diversité de leurs sujets de recherche ont contribué à ma formation scientifique.

J'ai eu aussi beaucoup de plaisir à discuter avec les enseignants chercheurs du laboratoire et je les remercie pour leur bienveillance à l'égard des futurs « confrères » que nous sommes.

Je tiens aussi à remercier Fabien Merlaud pour ses conseils éclairés... au bon moment.

Enfin, je veux tout particulièrement rendre hommage à Jean-Claude Simon, mon directeur de thèse universitaire qui a su me donner une entière liberté pendant la thèse aussi bien en terme de temps que de moyen. Je le remercie de m'avoir fait confiance au départ de cette aventure et je garde en mémoire nos discussions fructueuses.

A titre personnel, je tiens à remercier tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à cette aventure, et en particulier : mes parents pour leur soutien et leur confiance, Anne pour sa patience, Capucine pour ses premiers pas et Nicolas pour sa bienveillance.

Table des matières

TABLE DES MATIÈRES	5
TABLE DES FIGURES	9
TABLE DES SIGLES ET ACRONYMES	13
INTRODUCTION GÉNÉRALE	15
CHAPITRE 1	21
GÉNÉRALITÉS SUR LES SYSTÈMES DE TÉLÉCOMMUNICATIONS OPTIQUES MONOCANALES À TRÈS HAUT DÉBIT	
Introduction	23
1 Le choix du format RZ pour les réseaux tout-optiques transparents	25
1.1 Généralités	25
1.2 Les techniques du multiplexage optique à division dans le temps (OTDM)	26
1.2.1 Le multiplexage temporel	27
1.2.2 Le démultiplexage temporel tout-optique	28
1.2.3 Source d'impulsions courtes pour les applications à 40 Gbit/s	31
1.2.4 Les performances des techniques de multiplexage optique temporel	32
2 Le contexte de la régénération tout-optique des signaux	34
2.1 Les dégradations du signal dans les lignes de transmission optique à très haut débit	34
2.1.1 Le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques	35
2.1.2 La dispersion chromatique	39
2.1.3 Les effets non-linéaires intracanaux	40
2.1.4 La dispersion modale de polarisation	41
2.2 Traitement du signal tout-optique dans les réseaux de télécommunications	43
2.2.1 Les réseaux tout-optiques	43
2.2.2 Les principes de la régénération tout-optique	44
2.2.3 Les améliorations du signal dans les régénérateurs	47
2.3 Les fonctions optiques à base d'amplificateurs à semi-conducteurs	51
2.3.1 Caractéristiques statique et dynamique des SOA	52
2.3.2 La conversion de longueur d'onde	53
2.3.3 La modulation de la phase	53
2.3.4 Les interféromètres non-linéaires à base de SOA	54
3 Etat de l'art de la régénération	55
3.1 Les dispositifs passifs pour la régénération 2R	56
3.1.1 Les absorbants saturables passifs à semi-conducteurs	56
3.1.2 L'automodulation de la phase dans les fibres	57
3.1.3 La Boucle optique non-linéaire (NOLM)	58
3.2 Les dispositifs actifs pour la régénération 2R et 3R	59
3.2.1 Les performances des SOA et des MEA	59
3.2.2 Les interféromètres non-linéaires à base de SOA	61

Conclusion	64
Bibliographie du Chapitre 1	66
CHAPITRE 2	73
CARACTÉRISATION ET REMISE EN FORME DES IMPULSIONS COURTES POUR LA RÉGÉNÉRATION TOUT-OPTIQUE	
Introduction	75
1 Caractérisation des impulsions courtes par la méthode de Mesure du Contraste Interférométrique (M.C.I.)	77
1.1 Introduction	77
1.2 Le principe de la méthode MCI	78
1.3 Modélisation de la méthode MCI	82
1.3.1 Influence du filtrage sur la mesure du contraste	82
1.3.2 Résultats de la modélisation et limitations théoriques de la méthode	85
1.4 Résultats expérimentaux – Validation de la méthode MCI	88
1.4.1 Caractérisation de la source à 500 MHz avec la méthode MCI	89
1.4.2 Caractérisation de la source à 10 GHz avec la méthode MCI	90
1.4.3 Validation expérimentale de la méthode MCI	91
1.5 Limitations de la méthode MCI	91
1.5.1 Le « chirp » dans les sources laser impulsionsnelles à gain modulé	92
1.5.2 La cohérence temporelle des sources laser impulsionsnelles	95
1.6 Conclusions sur la méthode MCI	97
2 Etude de la remise en forme des impulsions par mélange à quatre ondes dans les SOA	99
2.1 Introduction	99
2.2 Le mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs	100
2.2.1 Généralités sur le mélange à quatre ondes	100
2.2.2 Le mélange à quatre ondes pour la remise en forme des impulsions	103
2.2.3 Le modèle dynamique	103
2.3 Résultats des simulations	105
2.4 Résultats expérimentaux	106
Conclusion	110
Bibliographie du chapitre 2	111
CHAPITRE 3	115
ETUDE THÉORIQUE DES FONCTIONS OPTIQUES À BASE DE SOA CONSIDÉRÉES	
Introduction	117
1 Modélisation statique et dynamique du gain des SOA	119
1.1 Les équations fondamentales du gain dans les SOA	120
1.1.1 A l'échelle du composant	121
1.1.2 A l'échelle de l'opérateur	122
1.1.3 Validation du modèle de gain des SOA	127
1.2 Généralités sur la mesure du bruit d'émission spontanée	128
1.2.1 Théorie des signaux	129
1.2.2 Le facteur d'inversion de population n_{sp}	133
1.2.3 Transfert du bruit dans les SOA	136
2 Modélisation et caractérisation du miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM)	140
2.1 Les équations de base	141
2.2 Modulation de la phase dans le NOLM	143
2.3 Caractérisation statique du NOLM	145
2.3.1 Influence du coupleur sur le taux d'extinction	146

2.3.2	Influence du déphasage et de la modulation de gain dans le NOLM	147
2.4	Caractérisation dynamique du NOLM	150
2.4.1	Fonction de transfert du NOLM	150
2.4.2	Transmission des données en configuration système	152
3	Comparaison des performances des régénérateurs étudiés	160
3.1	Le Double-Etage de SOA	160
3.2	Etude théorique comparative entre NOLM et Double-Etage de SOA	162
3.2.1	La fonction de transfert	162
3.2.2	Etude de la sensibilité du dispositif aux dégradations en entrée	163
	Conclusion	167
	Bibliographie du chapitre 3	169
	CHAPITRE 4	173
	CARACTÉRISATIONS EXPÉRIMENTALES ET VALIDATION SYSTÈME DES FONCTIONS OPTIQUES PROPOSÉES POUR LA RÉGÉNÉRATION	
	Introduction	175
1	Caractérisation expérimentale des fonctions optiques à base de SOA étudiées au laboratoire	177
1.1	Le SOA	177
1.1.1	Etude statique	178
1.1.2	Etude dynamique	180
1.2	La ligne de transmission du laboratoire	184
1.2.1	Les formats de modulation à 10 Gbit/s	184
1.2.2	Le « back to back »	186
1.2.3	Le récepteur	187
1.2.4	Le dispositif expérimental de caractérisation du bruit	189
1.3	Caractérisation du Double-Etage de SOA	190
1.3.1	Le Double-Etage en configuration 2R	192
1.3.2	Réglages du Double-Etage de SOA	192
1.3.3	Sensibilité du Double-Etage de SOA au bruit d'émission spontanée sur la pompe	194
1.4	Caractérisation du NOLM-SOA en réflexion	195
1.4.1	Etude statique du NOLM-SOA	196
1.4.2	Les performances en système	198
2	Validation en configuration système des fonctions optiques considérées	203
2.1	La boucle à recirculation	203
2.2	Optimisation de la configuration du régénérateur complet	208
2.3	Les résultats en boucle à recirculation	211
	Conclusion	215
	Bibliographie du Chapitre 4	216
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	219
	ANNEXE 1	223
	CARACTÉRISATION DE LA SOURCE S_1 (MODULE OPTO⁺ 6685-M1)	
	ANNEXE 2	227
	MODÈLE DYNAMIQUE DU MÉLANGE À QUATRE ONDES DANS LES AMPLIFICATEURS À SEMI-CONDUCTEURS	
	BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR	233

INDEX	235
-------	-----

Table des figures

Introduction

Figure 1 : Historique des performances de transmission d'information eq. voies téléphoniques. ____ 15

Chapitre 1

Figure 2 : Principe des multiplexages optiques en temps et en longueur d'onde	26
Figure 3 : Technique de multiplexage optique en temps	27
Figure 4 : Principe du démultiplexage optique des canaux multiplexés en temps	28
Figure 5 : Principe de l'interféromètre non-linéaire à base de SOA en mode différentiel	29
Figure 6 : Principe du mode différentiel	30
Figure 7 : Performances des transmissions de grande capacité	33
Figure 8 : Evolution du facteur de bruit dans une liaison optique	35
Figure 9 : Caractérisation d'un amplificateur optique (a). Evolution du bruit d'émission spontanée amplifiée généré par un amplificateur sur une liaison optique en fonction de la distance entre amplificateurs (b).	36
Figure 10 : Diagramme de l'œil et mesure des densités de probabilité du bruit	37
Figure 11 : Evolution du bruit d'émission spontanée le long de la liaison optique. En fonction de la puissance de signal et de bruit (a) et en fonction du facteur Q (b).	38
Figure 12 : Caractéristiques des fibres commerciales	40
Figure 13 : Mécanismes intrinsèques (a) et extrinsèques (b) de biréfringence dans les fibres optiques	42
Figure 14 : Effet de la PMD sur les impulsions courtes	42
Figure 15 : Principe de la régénération 2R avec conversion de longueur d'onde	45
Figure 16 : Principe de la régénération 3R avec conversion en longueur d'onde	46
Figure 17 : Transmission non-linéaire (représentation temporelle)	47
Figure 18 : Densités de probabilité gaussiennes du bruit sur le signal	48
Figure 19 : Transmission non-linéaire d'une porte optique pour la régénération	49
Figure 20 : Densités de probabilité du bruit sur le signal en sortie de la fonction optique non-linéaire	49
Figure 21 : Transformation du taux d'erreurs binaires dû à la transmission non-linéaire d'un régénérateur optique	51
Figure 22 : Compression dynamique du gain dans les SOA	53
Figure 23 : Principe du miroir non-linéaire à base d'absorbant saturable (a) - Application à la régénération des systèmes WDM (b)	56
Figure 24 : Principe de fonctionnement du dispositif (a) et fonction de transfert correspondante (b)	57
Figure 25 : Architecture du NOLM à fibre pour la régénération	58
Figure 26 : Principe de la modulation croisée du gain dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs	59
Figure 27 : Principe de modulation en courant de l'absorption (a) – Schéma de principe des modulateurs à électro-absorption (b)	60
Figure 28 : Principe de fonctionnement de l'UNI	62
Figure 29 : NOLM avec SOA pour la régénération	63
Figure 30 : Autres interféromètres non-linéaires : Le SIPAS (a) et le MMI-SOA (b)	63

Chapitre 2

Figure 31 : Dispositif expérimental de Mesure du Contraste Interférométrique	80
Figure 32 : Simulation du principe de Mesure du Contraste Interférométrique pour $\tau = 20\text{ps}$	81
Figure 33 : Caractérisation de la réponse du filtrage d'une impulsion simulée en fonction de sa bande passante	83
Figure 34 : Résultats théoriques de la méthode MCI sur la forme des impulsions	85
Figure 35 : Efficacité de la MCI en fonction de la bande passante du détecteur	86
Figure 36 : Limitation de la méthode : Taux de répétition / temps de réponse du détecteur	86
Figure 37 : Résultat de la simulation pour un train d'impulsions à 10 GHz	87
Figure 38 : Influence de la bande passante du filtre (utilisé pour la MCI) sur le calcul théorique de la largeur d'impulsions	88
Figure 39 : Caractéristiques optiques de la source DFB 500 MHz	89
Figure 40 : Comparaison des résultats expérimentaux pour la source 500 MHz	90
Figure 41 : Comparaison des résultats expérimentaux pour la source 10 GHz	91
Figure 42 : Chirp laser pour des impulsions générées par modulation du gain	93
Figure 43 : Simulation de la mesure du contraste pour plusieurs bandes passantes de détecteurs pour un chirp de 90 GHz.	94
Figure 44 : Mesure du contraste expérimental pour une impulsion fortement chirpée	95
Figure 45 : Spectre du laser chirpé par la modulation de gain à 10 GHz	96
Figure 46 : Mise en évidence expérimentale du mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs	102
Figure 47 : Principe du mélange à quatre ondes pour la remise en forme des impulsions	103
Figure 48 : Dissymétrie des champs conjugués générés par mélange à quatre ondes en configuration pompe-sonde	104
Figure 49 : Compression théorique du gain dynamique dans les SOA	104
Figure 50 : Résultat de la simulation de remise en forme d'impulsion par mélange à quatre ondes dans les SOA	106
Figure 51 : Dispositif expérimental et observation du mélange à quatre ondes en sortie de SOA	107
Figure 52 : Résultats expérimentaux de caractérisation d'impulsions générées par mélange à quatre ondes dans les SOA.	108
Figure 53 : Caractérisation expérimentale des impulsions du champ conjugué 2 généré par mélange à quatre ondes dans les SOA	108

Chapitre 3

Figure 54 : Recombinaisons spontanées des porteurs de charge pour différents courants de polarisation du SOA	124
Figure 55 : Recombinaisons des porteurs accélérées par la présence d'un champ optique injecté	124
Figure 56 : Recombinaison des porteurs en fonction de la Puissance optique pour une densité de porteurs de $3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (correspond à un courant de 300 mA)	125
Figure 57 : Courbe de saturation du gain du SOA en régime statique	125
Figure 58 : Simulation de la modulation du gain dans un SOA (b) par un signal RZ à 10 Gbit/s (a)	126
Figure 59 : Validation du modèle de dynamique du gain dans les SOA que nous avons utilisé par comparaison avec un modèle complet	128
Figure 60 : Courbe d'évolution de la densité de porteurs en configuration pompe /sonde	134
Figure 61 : Simulation du gain et de la densité de porteurs dans les SOA	135
Figure 62 : Etude comparative de la valeur du n_{sp} pour les différents modèles (a) Influence de ces modèles sur la puissance d'émission spontanée (b).	136
Figure 63 : Principe de transfert des données. Gain en fonction des données de la pompe (a) et conversion des données sur la sonde (b)	139
Figure 64 : Schéma de principe du NOLM	141

Figure 65 : Représentation matricielle d'un coupleur de coefficient de couplage K	142
Figure 66 : Chronogramme dans le NOLM	144
Figure 67 : Influence du taux de couplage du coupleur du NOLM en fonctionnement linéaire	146
Figure 68 : Influence du taux de couplage sur le NOLM en configuration de modulation de phase	147
Figure 69 : Corrélation gain / phase dans le NOLM	148
Figure 70 : Relations entre phase et compression du gain dans les SOA	149
Figure 71 : Comparaison entre la configuration NOLM en réflexion et NOLM en transmission	151
Figure 72 : Fonction de transfert du NOLM en configuration « réflexion »	152
Figure 73 : Formats de pompe utilisé pour la simulation du NOLM en environnement système	153
Figure 74 : Principe du fonctionnement 2R-NRZ	154
Figure 75 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (2R-NRZ)	156
Figure 76 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (2R-RZ)	157
Figure 77 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (3R-NRZ)	158
Figure 78 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (3R-RZ)	159
Figure 79 : Schéma de principe du double étage de SOA	161
Figure 80 : Fonction de transfert du double-étage de SOA (DE-SOA)	161
Figure 81 : Comparaison des fonctions de transfert non-linéaires	163
Figure 82 : Sensibilité des fonctions optiques au bruit optique	164
Figure 83 : Sensibilité des fonctions optiques à la dégradation du facteur Q	165
Figure 84 : Sensibilité des fonctions optiques au taux d'extinction	166
Figure 85 : Gain dépendant de la polarisation du SOA (traduisant la PDL du SOA)	178

Chapitre 4

Figure 86 : Méthode de mesure de la compression statique du gain du SOA à l'Analyseur de spectre optique	178
Figure 87 : Compression statique du gain et de l'ESA du SOA pour S_1 et S_2	179
Figure 88 : Dispositif expérimental de la caractérisation pompe / sonde dans les SOA	179
Figure 89 : Compression du gain du SOA en configuration pompe / sonde	180
Figure 90 : Caractérisation pompe / sonde dynamique du SOA	181
Figure 91 : Mesure du chirp introduit par la compression du gain du SOA sur la sonde	182
Figure 92 : Chirp en fonction du taux de compression du gain dans le SOA	183
Figure 93 : Caractérisation du modulateur électro-optique	184
Figure 94 : Caractérisation du format de modulation RZ (60 ps)	185
Figure 95 : Schéma de principe du « back to back » à 10 Gbit/s	186
Figure 96 : Schéma de principe du récepteur opto-électronique	187
Figure 97 : Sensibilité intrinsèque du récepteur opto-électronique	188
Figure 98 : Schéma du dispositif de caractérisation des fonctions optiques	189
Figure 99 : Principe de mesure de l'OSNR à l'analyseur de spectre optique	190
Figure 100 : Dispositif expérimental du DE-SOA	191
Figure 101 : Réglage du Double-Etage de SOA	193
Figure 102 : Comportement du DE-SOA à la dégradation de l'OSNR en entrée	195
Figure 103 : Schéma de principe du NOLM-SOA pour les deux configurations de fonctionnement	197
Figure 104 : Prises de vue du NOLM-SOA.	197
Figure 105 : Mesure de la PDL du NOLM	198
Figure 106 : Fonction de transfert du NOLM en réflexion	198
Figure 107 : Influence de la puissance de sonde sur la stabilité du NOLM en réflexion (NRZ)	198
Figure 108 : Elargissement du spectre du signal NRZ au passage dans le NOLM	199
Figure 109 : Pénalité engendrée par la dégradation de l'OSNR (référence et NOLM)	199
Figure 110 : Diminution de la pénalité sur le récepteur avec le NOLM pour un signal bruité	200
Figure 111 : Comportement du signal en sortie du NOLM en présence de bruit en excès en entrée	200

Figure 112 : Comparatif des performances NOLM / DE-SOA	201
Figure 113 : Pénalité apportée sur le récepteur par le NOLM en format 2R	202
Figure 114 : Schéma de la boucle à recirculation	204
Figure 115 : Principe du mode « paquet » dans la boucle à recirculation	205
Figure 116 : Caractérisation de la boucle à vide en fonction de la puissance optique en entrée	206
Figure 117 : Evolution du diagramme de l'œil pour les deux régimes de transmission	207
Figure 118 : Pénalité sur le récepteur introduite par la cascade de régénérateurs (pour les deux configurations possibles)	209
Figure 119 : Schéma du régénérateur complet DE-SOA et NOLM en cascade en configuration 3R pour le format RZ à 10 Gbit/s	210
Figure 120 : Performances du régénérateur en configuration 2R et 3R en boucle déployée	211
Figure 121 : Evolution du facteur Q de la transmission en fonction du nombre de tours de boucle	213
Figure 122 : Evolution du signal régénéré en fonction de la distance de propagation	214

Annexe 1

Figure 123 : Caractéristique de fonctionnement du laser	224
Figure 124 : fréquence de résonance du laser en fonction du courant de polarisation	224
Figure 125 : Valeurs de fonctionnement caractéristiques et spectre de la source modulée à 10 GHz	224
Figure 126 : Caractérisation dynamique de la source	225

Annexe 2

Figure 127 : Champs en interaction dans le mélange à quatre ondes	228
---	-----

Table des sigles et acronymes

Sigle ou acronyme	Signification anglo-saxonne	Signification française
ASE	A mplified S pontaneous E mission	Emission spontanée amplifiée
DCF	D ispersion C ompensating F iber	Fibre à compensation de dispersion chromatique
DDP	Probability Density	D ensité D e P robabilité
DFB	D istributed F eed B ack Laser	Laser à réseau de contre-réaction distribué
DSF	D ispersion S hifted F iber	Fibre monomode à dispersion chromatique décalée
DSP	Spectral Density Power	D ensité S pectrale de P uissance
DWDM	D ense W avelength D ivision M ultiplexing	Multiplexage dense en longueur d'onde
DE-SOA	Dual-Stage of SOA	D ouble E tage de SOA
EDFA	E rbium D oped F iber A mplifier	Amplificateur à fibre dopée Erbium
ER	E xtinction R atio	Taux d'extinction
ESD	Dynamic spectral broadening	E largissement S pectral D ynamique
IES	Inter-Symbol Interference	I ntérférences E ntre S ymboles
FEC	F orward E rror C orrector	Code correcteur d'erreurs
FWHM	F ull W idth H alf M aximum	Largeur temporelle à mi-hauteur
FWM	F our W ave M ixing	Mélange à quatre ondes
LAR	Delay Line	L igne A R etard
MCI	Interferometric Contrast measurement	M esure du C ontraste I ntéférométrique
MZI	M ach- Z ehnder I nterferometer	Interféromètre de Mach-Zehnder
NF	N oise F igure	Facteur de Bruit
NOLM	N onlinear O ptical L oop M irror	Miroir optique non-linéaire en boucle
NRZ	N on R eturn to Z ero	Non retour à zéro
OTDM	O ptical T ime D ivision M ultiplexing	Multiplexage optique à répartition dans le temps
OSNR	O ptical S ignal to N oise R atio	Rapport signal sur bruit optique
OXC	O ptical C ross(X) C onnect	Nœud de croisement optique

Sigle ou acronyme	Signification anglo-saxonne	Signification française
PDL	P olarization D ependent L oss	Pertes dépendantes de la polarisation
PDG	P olarization D ependent G ain	Gain dépendant de la polarisation
PMF	P olarization M aintening F iber	Fibre à maintien de polarisation
PRBS	P seudo- R andom B it S equence	Séquence pseudo-aléatoire
1R	A mplifying R epeater	Répéteur amplificateur
2R	R eshaping R epeater	1R + Remise en forme
3R	R etiming and R eshaping R epeater	2R + Resynchronisation et Remise en forme
RZ	R eturn to Z ero	Retour à zero
TEB	B it E rror R ate	T aux d' E rrors B inaires
SOA	S emiconductor O ptical A mplifier	Amplificateur optique à semi-conducteurs
SPM	S elf P hase M odulation	Auto-modulation de la phase
UNI	U ltrafast N onlinear I nterferometer	Interféromètre non-linéaire ultra-rapide
WDM	W avelength D ivision M ultiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
XPM	C ross (X) P hase M odulation	Modulation croisée de la phase

Introduction générale

Les travaux réalisés dans le cadre de la thèse s'inscrivent dans le contexte des télécommunications optiques à très haut débit. Les recherches dans ce domaine sont motivées par une demande croissante en débit de la part des opérateurs de télécommunications. Les réseaux se complexifient pour proposer à des abonnés de plus en plus nombreux des services associés au développement du trafic Internet qui nécessitent une bande passante toujours plus importante.

Les grandes découvertes technologiques telles que la fibre optique, les puces lasers semi-conductrices, les amplificateurs optiques, les techniques de codes correcteurs d'erreurs, sont arrivées à maturité.

Depuis une vingtaine d'années, les laboratoires de recherches publique et privée ont développé les outils adaptés aux télécommunications sur fibre, comme les amplificateurs à fibre dopée et les réseaux de Bragg permettant d'améliorer les liaisons point à point.

La technique de multiplexage en longueur d'onde a permis d'accroître la capacité des transmissions. La technique de propagation « soliton » a donné la possibilité d'augmenter les distances de transmission sans répéteur opto-électronique.

La Figure 1 présente quelques dates clés de l'historique des transmissions transatlantiques (TAT). La capacité d'information est déterminée en équivalent voies téléphoniques (une voie correspond à 64 kbit/s en format numérique) et montre bien la prodigieuse augmentation de la capacité des réseaux optiques depuis une dizaine d'années pour atteindre une capacité supérieure à 2 Tbit/s sur une distance transatlantique¹ (avec des pas entre répéteurs de 100 km).

Année	Nom	Pas entre répéteurs	Débit	Nombre voies eq. téléphone	Technologie
1956	TAT-1	70 km	Analogique	36	Coaxial Liaison Electrique.
1970	TAT-7	12 km	Analogique	4 000	Coaxial Liaison Electrique.
1988	TAT-8	40 km	280Mbit/s	4 375	Fibre 1.3 μ m Liaison Opto-Elec.
1991	TAT-9	120 km	560Mbit/s	8 750	Fibre 1.5 μ m Liaison Opto-Elec.
1995	TAT-12/13	45 km	5Gbit/s	78 125	Ampli. optique liaison optique
2000	TAT-14	50 km	160Gbit/s	2 500 000	WDM liaison optique

Figure 1 : Historique des performances de transmission d'information eq. voies téléphoniques.

Les thèmes de recherches se focalisent donc sur la mise en œuvre de nouvelles fonctions tout-optiques de traitement du signal, transparentes au débit et pouvant dépasser les limites imposées par l'électrique. Nous pouvons citer deux grands types de fonctions optiques :

- Les commutateurs opto-électroniques au niveau des nœuds de brassage optique (nœuds de croisement du réseau) permettent de redistribuer dans le réseau un signal détaché des distorsions de propagation.
- Les répéteurs tout-optiques en ligne, permettent une régénération du signal pour augmenter les distances de propagation sur les liaisons point à point.

La pertinence de telles fonctions optiques de régénération du signal semble avérée puisqu'une transmission quasi « infinie »² a pu être réalisée en utilisant un répéteur tout-optique à 40 Gbit/s.

L'intérêt pour les opérateurs d'avoir des réseaux tout-optiques passe incontestablement à terme par une harmonisation des réseaux basée sur une transparence au format et au débit³. Les réseaux deviendraient plus simples, plus flexibles, tout en conservant leurs performances. Les fonctions optiques pourraient être intégrées (hybridation sur des guides silice sur silicium ou bien tout intégré⁴) permettant ainsi une production de masse. On peut imaginer réunir sur un composant de petite taille toutes les fonctions optiques actives / passives comme cela est déjà le cas avec les composants opto-électroniques (émetteur, récepteur, modulateur et mux / démux électrique⁵).

Cette perspective étant très attractive, il est aujourd'hui essentiel d'une part, de réaliser des fonctions optiques polyvalentes (en terme d'opération de traitement du signal) et surtout pouvant fonctionner à des débits supérieurs à 40 Gbit/s (limite actuelle des composants électriques), et d'autre part de lever le verrou technologique de l'intégration de telles fonctions.

Le travail réalisé au cours de la thèse relève de la première préoccupation citée, qui est la réalisation de fonctions tout-optiques fonctionnant à de très hauts débits (à partir de 40 Gbit/s) et réalisant un traitement du signal complet sans conversion optique / électrique / optique. Notre contribution est d'étudier des fonctions optiques pour comprendre les mécanismes généraux permettant à terme de les faire fonctionner à très haut débit (nous ne disposons au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT que d'une ligne de transmissions à 10 Gbit/s).

La caractéristique fondamentale de ces fonctions réside dans leur fonctionnement, basé sur un principe physique plus rapide que la vitesse de modulation des données, ce qui permet de traiter les données « bit à bit ».

L'opération de traitement du signal nécessaire aux transmissions longues distances (terrestres ou sous-marines) est la régénération du signal. Cette opération permet d'améliorer le signal en ligne pour qu'il puisse se propager plus loin et augmenter les marges. L'amplification est la première étape qui pourra être complétée par une remise en forme du signal via une réduction du bruit optique ou bien une amélioration du taux d'extinction (2R) et dans certains cas où l'accumulation de gigue temporelle sur les données devient trop importante, par une re-synchronisation des données dans leur temps bit grâce à une récupération du rythme des données (3R).

Les techniques utilisées pour réaliser de telles fonctions vont dépendre du contexte d'utilisation :

- Pour les transmissions longues distances, les dispositifs doivent fonctionner à très haut débit sans conversion de longueur d'onde.

La régénération 3R est préconisée pour réduire l'impact des effets non-linéaires, la limitation au débit est alors imposée par la récupération de rythme. Nous pouvons signaler que ce type de régénération pourrait aussi bien être réalisé avec des régénérateurs opto-électroniques ou des régénérateurs tout-optiques. L'utilisation de tel ou tel type de régénérateur va dépendre des besoins, de leurs coûts et de leurs performances.

La régénération 2R permet de s'affranchir de toute considération de récupération de rythme, le régénérateur devient transparent au débit dans sa plage de fonctionnement (la bande passante du dispositif étant supérieure au débit du signal à traiter). Dans les réseaux, l'introduction de tels régénérateurs ne peut se faire qu'en optique (les régénérateurs opto-électroniques ne peuvent fonctionner sans récupération d'horloge).

- Placées aux nœuds de commutation, pour devenir intéressantes aux yeux des opérateurs de télécommunications, les fonctions optiques devraient pouvoir changer de débit, de longueur d'onde et même de format de modulation, dans un souci de compatibilité entre les différents segments du réseau.

Le compromis coût / performances des régénérateurs optiques doit être, dans le meilleur des cas, comparable à celui obtenu avec des répéteurs opto-électroniques. La qualité de la régénération va dépendre fortement du principe de base utilisé et de l'architecture du régénérateur (la non-linéarité de sa fonction de transfert permet d'évaluer son potentiel régénératif).

Il ressort donc deux préoccupations majeures dans le domaine des transmissions tout-optiques :

- Une augmentation du débit peut être réalisée en utilisant la bande passante utile de la fibre (technique WDM pour « Wavelength Division Multiplexing ») ou en multiplexant temporellement plusieurs canaux sur une même longueur d'onde (technique OTDM pour « Optical Time Division Multiplexing »).
- Une amélioration de la qualité du signal en ligne ou bien au niveau des nœuds de commutation des réseaux, sans conversion opto-électronique (régénération tout-optique).

Ces considérations vont rester omniprésentes tout au long de ce rapport de thèse.

Dans le premier chapitre, nous introduirons les techniques utilisées par l'OTDM pour augmenter les débits et particulièrement les fonctions optiques utilisées pour le démultiplexage temporel des canaux. Nous présenterons les performances relevées dans la littérature sur ce sujet.

Nous présenterons aussi le contexte de la régénération du signal tout d'abord en précisant les objectifs des fonctions optiques réalisant cette opération (régénération en ligne ou brassage de l'information dans les réseaux), puis en décrivant le fonctionnement des interféromètres non-linéaires.

Nous rentrerons dans le cœur de la thèse en présentant les fonctions optiques pour la régénération à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

Enfin, nous présenterons dans ce chapitre des généralités sur le traitement du signal tout-optique à très haut débit, un état de l'art des fonctions optiques pour la régénération ainsi que leurs performances en environnement système.

Dans le second chapitre, nous présenterons une technique de remise en forme des impulsions pour les transmissions à très haut débit.

L'objectif de cette étude est l'amélioration des qualités optiques requises dans les systèmes de télécommunications pour le multiplexage optique temporel permettant d'augmenter le débit par canal.

Nous avons choisi d'étudier le mélange à quatre ondes dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs en régime dynamique, qui permet théoriquement une amélioration du taux d'extinction du train d'impulsions et une réduction de la largeur temporelle des impulsions.

Nous étudierons expérimentalement cette technique et pour ce faire, nous utiliserons une méthode de mesure originale que nous avons développée au laboratoire au cours de la thèse, pour déterminer la forme de l'enveloppe des impulsions courtes, basée sur la mesure du contraste interférométrique (MCI).

Cette méthode a été validée expérimentalement en la comparant avec les méthodes déjà existantes. Nous avons aussi recensé ses atouts et ses limitations.

Enfin, nous pourrions mettre en évidence l'amélioration du taux d'extinction des impulsions par mélange à quatre ondes dans les SOA, grâce à la méthode MCI, démonstration qui aurait été difficile avec les méthodes de mesure traditionnelles.

Dans le troisième chapitre, nous étudierons, grâce à l'outil de simulation numérique, le fonctionnement de régénérateurs tout-optiques à base d'amplificateurs à semi-conducteurs en régime de conversion de longueur d'onde.

Les fonctions optiques à base de SOA sont couramment utilisées pour la régénération tout-optique du signal grâce à leur fonction de transfert non-linéaire pouvant fonctionner à très haut débit.

Nous porterons notre attention sur le NOLM, un interféromètre non-linéaire fibré, constitué d'un amplificateur à semi-conducteurs.

Nous étudierons le SOA seul comme élément de base de ce type de fonction ainsi que le Double-Étage de SOA, une configuration originale très prometteuse pour la régénération.

Pour ce faire, nous reprendrons un modèle simple de compression dynamique du gain dans les SOA que nous intégrerons au modèle du NOLM et que nous appliquerons au modèle du double étage de SOA.

Ces simulations permettront l'étude statique de la transmission du bruit en régime de conversion de longueur d'onde dans ces fonctions optiques.

Nous mettrons aussi en évidence les points de fonctionnement du NOLM en régime dynamique ainsi que les performances du NOLM en réflexion (à différencier du NOLM en transmission classiquement utilisé dans le contexte des télécommunications optiques).

Ces résultats seront pour certains validés expérimentalement dans le chapitre quatre, d'autres seront utiles à la compréhension du fonctionnement du NOLM.

Le dernier chapitre sera complètement dédié à l'approche expérimentale de trois fonctions optiques étudiées dans le troisième chapitre (SOA, double-étage de SOA, NOLM avec SOA).

Nous caractériserons tout d'abord ces fonctions en régime statique, dynamique et enfin dans un environnement système pour différents formats de modulation.

Nous comparerons leurs performances individuellement en terme d'amélioration du signal, puis nous mettrons en cascade le double étage de SOA et le NOLM avec SOA, pour réaliser

une double conversion de longueur d'onde (permettant d'avoir en sortie la même longueur d'onde qu'en entrée). Nous pourrions ainsi tester cette configuration en boucle à recirculation à 10 Gbit/s. Ce dispositif permet de simuler dans un laboratoire des transmissions très longues distances, et par conséquent de qualifier les opérations de régénération. La boucle à recirculation dont nous disposons au laboratoire fonctionne à 10 Gbit/s.

¹ M. Morisaki, H. Sugahara, T. Ito and T. Ono, « 2.65 Tb/s (64x42.7 Gb/s) WDM transmission over 6000 km using all-raman amplified inverse double-hybrid spans », *Photonics Technology Letters*, Vol. 15 (11), 2003

² G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R-J. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, P. Steinvurzel, K. Dreyer, K. Feder, « 40 Gbit/s Pseudo-linear transmission over one million kilometers », *Proc. OFC*, FD10-1, 2002

³ V.W.S. Chan, K.L. Hall, E. Modiano and K. Rauschenbach, « Architecture and technologies for high speed-optical data networks », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16 (12), 1998

⁴ T. Tekin, M. Schlak, W. Brinker, B. Maul, R. Molt, « Monolithically integrated MZI comprising band gap shifted SOAs : a new switching scheme for all-optical signal processing », *Proc. ECOC*, 2000

⁵ K. Ishikawa, K. Watanabe, H. Chiba, H. Suzuki, R. Takeyari & al, « 40 Gbit/s optical transmitter and receiver using InP HBT and SiGe HBT ICs », *Proc. ECOC*, 2000

Chapitre 1

Généralités sur les systèmes de télécommunications optiques monocanales à très haut débit

Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les généralités concernant les techniques utilisées pour réaliser des réseaux tout-optiques transparents au débit et au format de modulation, compatibles avec toutes les fonctions optiques utiles à l'aiguillage (routage) de l'information et au traitement du signal optique.

Nous nous sommes intéressés dans ce travail de thèse aux transmissions dites « linéaires ». Les transmissions « non-linéaires » mieux connues sous le terme de transmissions « soliton » ne sont pas étudiées au laboratoire et nécessitent des techniques de régénération adaptées à la nature périodique du soliton. Ces techniques de régénération par modulation synchrone⁶ et par filtrage non-linéaire⁷ ne seront que brièvement introduites dans ce chapitre.

Le traitement tout-optique du signal est la solution permettant d'une part de simplifier les réseaux en réalisant des fonctions optiques pour le traitement du signal sans conversion optique / électrique. Cette solution n'est viable économiquement que si l'on peut à terme la combiner avec une production de masse en intégrant ces fonctions sur des supports adaptés (on pense aux circuits photoniques intégrés⁸).

D'autre part, il pourrait s'adapter aux transmissions de très grandes capacités telles que celles développées par le multiplexage temporel, à condition de pouvoir traiter l'information au rythme des données (on a besoin des fonctions ultra rapides).

Le format de modulation standard sur les liaisons optiques à 10 Gbit/s est le format NRZ (pour « Non Retour à Zéro »). Il s'agit d'une modulation directe de l'intensité optique. Tous les composants électriques à ce débit sont arrivés à maturité ce qui permet une optimisation des coûts. Ce type de format est très bien adapté à la technique WDM et permet une efficacité spectrale importante (rapport débit, bande passante optique de modulation).

En ce qui concerne les débits plus élevés (à partir de 40 Gbit/s), aucun format n'est réellement préconisé. La modulation NRZ nécessite des techniques de modulation électrique temporelle (ETDM pour « Electrical Time Division Multiplexing ») et des composants opto-électroniques (modulateurs, détecteurs, etc...) mal adaptés (en terme de fiabilité et de coût) au contexte « télécom » actuel.

Le format RZ (pour « Retour à Zero ») permet, lorsqu'il est associé aux techniques OTDM et de multiplexage bit à bit en polarisation, d'accéder à des débits de transmission supérieurs (20, 40 Gbit/s et plus).

Dans ces conditions, les fonctions de régénération du signal, de commutation et de démultiplexage seraient tout-optiques, permettant de s'affranchir des limitations imposées par l'électronique.

Nous allons donc présenter les différentes techniques de multiplexage et démultiplexage optique temporels. Nous verrons ensuite les performances réalisées mais aussi les contraintes de propagation associées à ce format.

Ensuite, nous introduirons les concepts généraux de la régénération optique du signal, les différents degrés de régénération, la régénération à base d'amplificateurs à semi-conducteurs et la fonction optique la plus utilisée pour la régénération : la porte optique non-linéaire constituée d'un interféromètre non-linéaire (NLOG pour « Non Linear Optical Gate »).

Enfin, nous essaierons d'explorer le champ d'application de la régénération, les différentes techniques utilisées (passives ou actives) et les performances relevées dans la littérature pour faire un état de l'art exhaustif du sujet.

Nous insisterons dans ce chapitre sur la régénération active à base d'amplificateurs à semi-conducteurs, ces composants opto-électroniques faisant l'objet de nombreuses études au laboratoire.

1 Le choix du format RZ pour les réseaux tout-optiques transparents

1.1 Généralités

Le format RZ est un format de modulation impulsionnel utilisé classiquement dans les réseaux optiques pour les transmissions à très longue distance de type Soliton⁹. Dans chaque temps bit (référence temporelle pendant laquelle on code un bit d'information), l'information est codée sur une impulsion. Un « 1 » correspond à la présence d'une impulsion dans le temps bit et un « 0 », à l'absence d'impulsion. Différents formats « exotiques » pour toutes sortes d'applications spécifiques dérivent du format RZ mais nous allons nous restreindre aux concepts de bases.

Il peut être réalisé avec toute impulsion de largeur à mi-hauteur inférieure au temps bit. C'est-à-dire que pour un temps bit de 100 ps (correspond à une fréquence de modulation de 10 GHz, ou bien un débit numérique de 10 Gbit/s), l'impulsion ne peut être plus large que 100 ps, mais peut-être beaucoup plus courte. Dans ces conditions, il reste dans le temps bit une fenêtre temporelle permettant d'intercaler un second canal au même débit que le canal initial. Cette technique de multiplexage temporel est connue sous le terme OTDM (pour Optical Time Division Multiplexing).

La Figure 2 présente le principe du multiplexage temporel conjugué au multiplexage en longueur d'onde WDM (pour Wavelength Division Multiplexing).

Les deux techniques de multiplexage permettent d'accroître la capacité d'une liaison optique¹⁰, la technique WDM est la plus utilisée dans les réseaux installés et la technique OTDM permet d'augmenter considérablement le débit par canal WDM puisqu'elle n'est pas limitée par la vitesse de modulation électrique. On peut rappeler que le format NRZ est obtenu par modulation directe de la lumière via un modulateur (classiquement de type électro-optique / Niobate de Lithium) au rythme des données binaires électriques.

La technique WDM va pouvoir remplir la bande passante de la fibre (La bande télécom « Classique » des amplificateurs optiques à fibre dopée) alors que la technique OTDM va pouvoir remplir le temps bit du débit initial.

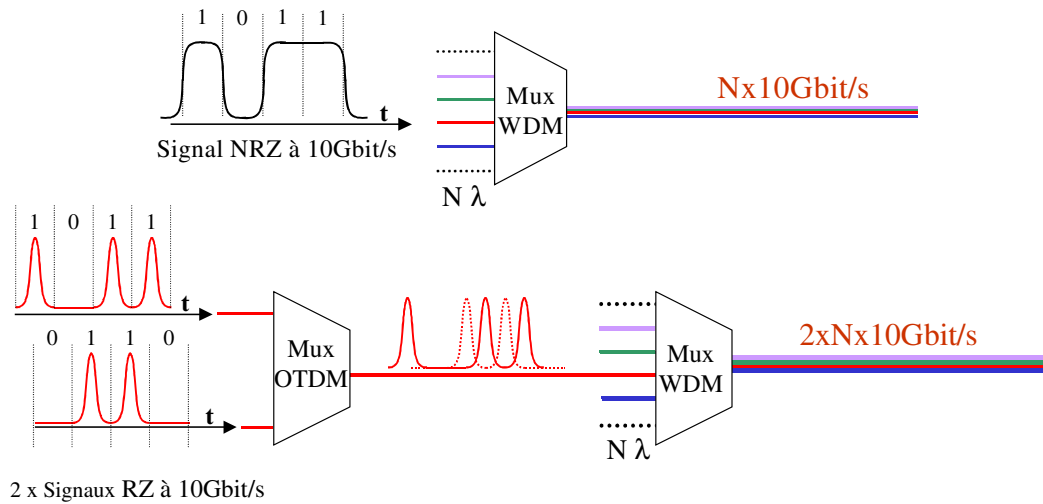


Figure 2 : Principe des multiplexages optiques en temps et en longueur d'onde

1.2 Les techniques du multiplexage optique à division dans le temps (OTDM)

A partir d'un débit initial de codage de la lumière par modulation d'amplitude, obtenu électriquement (typiquement 10 Gbit/s), l'OTDM permet, en fonction de la durée des impulsions du format RZ, d'augmenter le débit.

Si le temps bit est de 100 ps et que l'on veut multiplier le débit par quatre sur une longueur d'onde, le temps bit final sera de 25 ps (40 Gbit/s). Selon ce principe, il suffit d'utiliser les impulsions les plus courtes pour augmenter considérablement le débit par canal.

Cette technique devient intéressante dès lors que l'on ne peut plus moduler directement la lumière.

On pourra réaliser des transmissions à 160 Gbit/s à partir de sources impulsionnelles à 10 GHz. Les impulsions générées ne doivent pas excéder 1,5 ps de largeur temporelle (soit $\frac{1}{4}$ du temps bit de la transmission), posséder une gigue temporelle de l'ordre de 100 fs et un taux d'extinction de 30 dB¹¹.

Les transmissions à ce débit deviennent beaucoup plus contraignantes puisque l'intensité crête des impulsions tend à favoriser les effets non-linéaires dans la fibre (qui comme on le verra plus tard, vont perturber fortement le signal). Nous ne pouvons plus négliger l'effet de la dispersion modale de polarisation (PMD) dont l'influence est d'autant plus importante que la durée de l'impulsion est courte et que la distance de propagation est longue¹², les effets non-linéaires intra et inter-canaux sont amplifiés et la tolérance à la dispersion chromatique diminuée.

L'autre difficulté inhérente à ces transmissions à très haut débit est la visualisation du signal puisque les détecteurs opto-électroniques ne dépassent pas 50 GHz de bande passante. Ce dernier point va considérablement compliquer tous les réglages optiques.

Dans ces conditions, cette solution technologique pour les transmissions à très haut débit semble très compliquée à mettre en œuvre. Les investigations sur le sujet sont néanmoins nombreuses puisque l'OTDM ne nécessite pas de composant électriques à très haut débit, les puissances crêtes mises en jeu favorisent les effets non-linéaires permettant la remise en forme d'impulsions (mélange à quatre ondes et auto-modulation de la phase dans les fibres) et la propagation non-linéaire (soliton).

1.2.1 Le multiplexage temporel

Nous avons vu le principe de l'OTDM, il est basé sur le multiplexage de deux signaux à la même longueur d'onde décalés temporellement. La Figure 3 présente le principe général du multiplexage temporel réalisé en séparant une horloge optique à N GHz, en décorrélant les deux trains séparés pour éviter les interférences lors de la recombinaison.

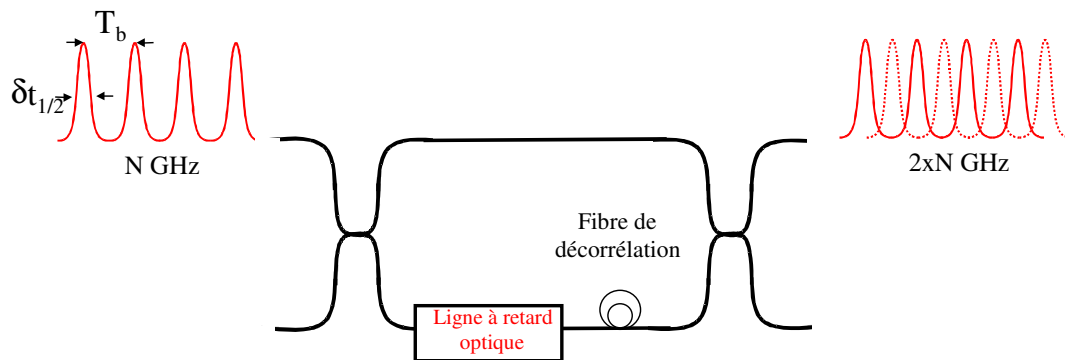


Figure 3 : Technique de multiplexage optique en temps

Nous utilisons des coupleurs 50/50, une fibre de longueur suffisante et une ligne à retard optique variable pour séparer les deux trains d'horloge de la quantité $T_b/2$. Nous obtenons une horloge à $2 \times N$ GHz. L'opération pourra être réalisée avec des trains à N Gbit/s.

Le problème de cette technique est le recouvrement partiel des impulsions qui va générer un bruit d'interférence lors de la détection du signal plus ou moins important selon le type de source utilisée et selon le type de configuration. Nous définissons le rapport cyclique du train d'impulsions comme le rapport entre la durée de l'impulsion à mi-hauteur ($\delta t_{1/2}$) et la durée du temps bit (T_b). Nous allons minimiser l'interférence entre symboles en minimisant le rapport cyclique.

Le gabarit des impulsions pour le multiplexage temporel est fondamental et semble, comme nous l'avons déjà souligné, se porter vers des impulsions de largeur temporelle correspondant à $1/4$ du temps bit avec un taux d'extinction supérieur ou égal à 30 dB pour espérer obtenir un signal stable dans un environnement système.

La technique la plus utilisée pour éviter l'interférence entre symboles est de polariser à 90° deux impulsions successives lors du multiplexage. Cette technique nécessite bien entendu une faible dépendance du système à la polarisation (PDL).

Pour minimiser les interactions entre les porteuses adjacentes (diaphotie inter-canal), il est proposé de décaler temporellement le train d'impulsion d'un canal sur deux.

Nous pouvons citer la technique de remise en forme des impulsions, que nous avons étudiée pendant la thèse (Cf. chapitre 2), qui permet de réduire le piédestal des impulsions via le mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs¹³, et de minimiser par conséquent l'interférence entre symboles.

1.2.2 Le démultiplexage temporel tout-optique

L'objectif est d'extraire les trains d'impulsions intercalés. Cette opération est réalisée canal par canal. Le principe de base va être d'utiliser une fenêtre de transmission optique sélective en temps et très rapide. Si l'on souhaite démultiplexer un canal à 10 Gbit/s dans une transmission à 40 Gbit/s, il faut ouvrir une fenêtre d'une durée de 25 ps. Le schéma de principe du démultiplexeur optique est présenté sur la Figure 4. La récupération de rythme peut se faire de manière électrique ou tout-optique (cette dernière solution étant la plus prometteuse pour les réseaux tout-optiques).

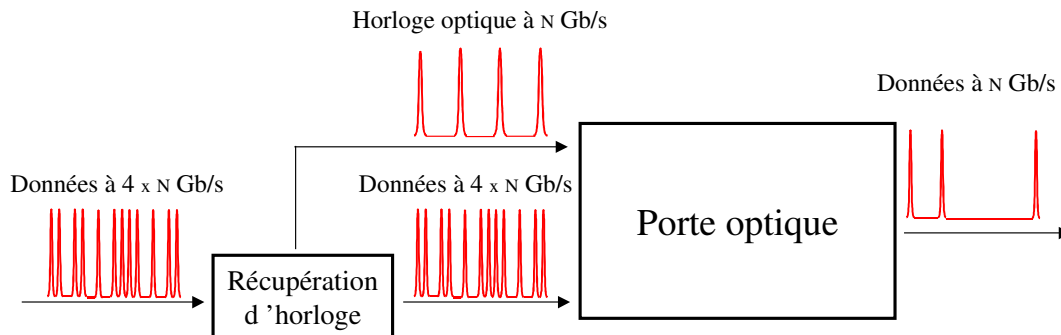


Figure 4 : Principe du démultiplexage optique des canaux multiplexés en temps

Le démultiplexage optique nécessite une fonction optique permettant de réaliser une opération plus complexe que le multiplexage passif. Il s'agit d'un traitement tout-optique du signal¹⁴ utilisant une porte optique capable de produire des fenêtres temporelles très courtes avec un fort taux d'extinction (supérieur à 10 dB pour ne pas trop pénaliser la transmission), et avec une cadence de répétition correspondant au débit du canal OTDM à démultiplexer.

Cette porte optique est classiquement constituée d'un interféromètre non-linéaire fonctionnant en mode différentiel. Ce fonctionnement est le plus couramment utilisé puisqu'il permet de réaliser des portes temporelles variables, à la différence du fonctionnement direct qui n'utilise qu'une entrée de commande, et permet de réaliser des portes temporelles de transmission de largeur correspondant à l'impulsion de commande¹⁵.

Les deux principaux interféromètres utilisés sont de type Sagnac ou Mach-Zehnder¹⁶ :

Le premier est présenté dans la littérature comme le miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM pour « Nonlinear Optical Loop Mirror ») et demeure le démultiplexeur historique¹⁷. Nous avons principalement étudié cette fonction optique lors de la thèse comme régénérateur. Les principes de son fonctionnement sont relativement complexes et seront largement étudiés dans le chapitre 3.

Le second permet de comprendre simplement le fonctionnement en mode différentiel qui va permettre de réaliser des portes temporelles très courtes (durée du temps bit du signal à démultiplexer) avec le taux de répétition du signal démultiplexé.

Le principe du mode différentiel est présenté sur la Figure 5, nous reconnaissons un interféromètre de Mach-Zehnder dont les bras contiennent chacun un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA). On distingue trois entrées (à gauche) et une sortie (à droite).

La sonde en entrée est continue, si les deux autres entrées sont fermées, l'interféromètre doit être réglé en extinction (opposition de phase entre les deux bras).

Lorsqu'une première impulsion entre dans l'interféromètre (t_1), elle passe dans un seul SOA qui va moduler son gain et, par couplage phase / amplitude dans les dispositifs à semi-conducteurs, déphaser le signal permettant l'ouverture de l'interféromètre (le couplage phase / amplitude sera largement explicité dans la suite de la thèse).

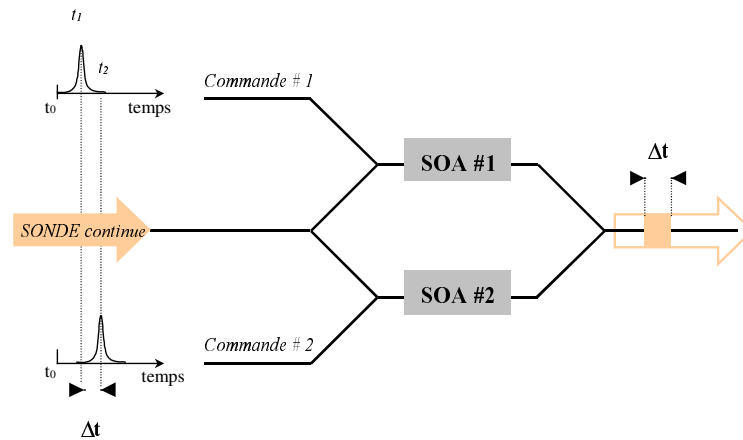


Figure 5 : Principe de l'interféromètre non-linéaire à base de SOA en mode différentiel

Lorsque la seconde impulsion arrive dans l'interféromètre (t_2), elle module le gain du second SOA entraînant un déphasage nul (modulo π) entre les composantes de la sonde dans les bras du Mach-zehnder. Cette condition va permettre de refermer l'interféromètre. Le chronogramme présenté sur la Figure 6 met en évidence la possibilité de réaliser des portes très courtes permettant un démultiplexage tout-optique. La modulation du gain différentiel des SOA (et de la phase de la sonde) permet d'ouvrir des fenêtres de transmissions de largeur Δt .

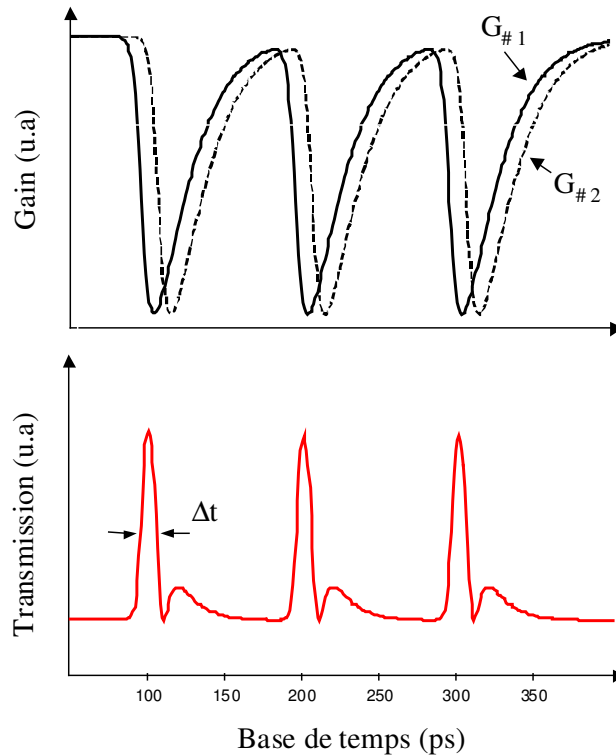


Figure 6 : Principe du mode différentiel

En ce qui concerne le démultiplexage tout-optique, la sonde correspondra au canal à démultiplexer (débit supérieur) et la commande correspondra à l'horloge optique (bas débit). Un autre interféromètre non-linéaire utilisé pour le démultiplexage optique en mode différentiel est l'Interféromètre Non-linéaire Ultra-rapide (UNI pour « Ultrafast Nonlinear Interferometer »)¹⁸.

Les autres techniques sont basées sur les non-linéarités dans la fibre^{19,20}, ou bien l'utilisation de dispositifs à semi-conducteurs : SOA²¹, Modulateur à Electro-Absorption (MEA)²².

Nous reviendrons sur toutes ces portes optiques (leurs principes de fonctionnement et leurs limitations) dans la partie consacrée à l'état de l'art des dispositifs permettant de réaliser des opérations de régénération, puisque les mêmes fonctions optiques peuvent être utilisées, mais dans des configurations différentes.

Les performances couramment relevées dans la littérature concernent le démultiplexage de 160 vers 10 Gbit/s avec des dispositifs interférométriques à base de SOA qui permettent d'ouvrir des fenêtres temporelles très courtes mais avec un taux de répétition difficilement supérieur à 40 GHz²³.

1.2.3 Source d'impulsions courtes pour les applications à 40 Gbit/s

a) Sources à commutation de gain

Il s'agit de lasers à semi-conducteurs que l'on module directement en courant. Le gain du laser suit la modulation et permet d'obtenir un régime d'émission de lumière périodique. Ce type de sources permet de générer des impulsions stables et de durée variable. Le taux de répétition des impulsions est limité par la fréquence d'oscillation de relaxation du laser (rarement supérieure à 10 GHz). La réalisation de sources à des débits supérieurs passe par la compression des impulsions associées aux techniques de multiplexage temporel que nous avons déjà abordées.

La compression des impulsions dans ce type de sources est relativement intéressante puisque les lasers à semi-conducteurs possèdent un coefficient de couplage phase / amplitude (via le coefficient de Henry²⁴) important qui va générer un déphasage instantané de la lumière émise proportionnel au gain du laser. Les composantes spectrales des impulsions générées par ce type de sources possèdent alors un déphasage instantané important (communément appelé « chirp »). La technique de compression d'impulsions consiste à remettre en phase les composantes spectrales pour revenir en limite de Fourier (i.e. la largeur à mi-hauteur des impulsions et la largeur de l'enveloppe du spectre à mi-hauteur sont reliées par transformation de Fourier : plus une impulsion est courte et plus son spectre est large). Les détails de cette technique sont développés dans le second chapitre de la thèse dédié à la compression et à la caractérisation d'impulsions. Les caractéristiques d'une telle source sont présentées dans l'annexe 1.

b) Autres sources

Nous n'avons pas étudié ces autres sources dans la thèse. Nous les présentons néanmoins pour avoir une vue globale des sources utilisées en OTDM.

i- Les sources lasers à synchronisation de modes, actifs et passifs

Nous n'avons pas étudié ce type de sources mais elles sont largement utilisées dans les applications OTDM. Le régime impulsionnel est obtenu via la mise en phase active ou passive de tous les modes du laser.

Dans le cas d'un blocage de modes passif, le taux de répétition de la source sera fixé par l'intervalle spectral libre du laser (longueur de la cavité pour les lasers en anneau). Cette technique passive va privilégier les faibles taux de répétition et les impulsions très courtes.

Pour les sources à très haut débit, le blocage temporel des modes peut-être obtenu avec un modulateur d'intensité (blocage de mode actif). Ces sources doivent posséder une grande stabilité ainsi qu'une faible gigue^{25,26} pour être compatibles avec les techniques OTDM.

Les impulsions générées par ce type de sources sont non chirpées (en limite de Fourier), elles sont potentiellement mieux adaptées à l'OTDM puisqu'elles ne nécessitent pas de compression préalable (une source d'instabilité supplémentaire si on utilise de la fibre à compensation de dispersion chromatique). Nous reviendrons sur ces techniques de compression d'impulsions dans le second chapitre.

- ii- Les sources modulées en externe, directement à partir d'un modulateur piloté par une source de tension

Nous venons moduler directement une lumière laser continue. Le modulateur Electro-optique ou bien à électro-absorption²⁷ travaille dans des régimes particuliers qui vont permettre de mettre en forme des impulsions courtes. Ces dispositifs de modulation optique à commande électrique sont appelés « Shaper » et pourront être pilotés par des impulsions électriques afin de générer des impulsions optiques pouvant être prédites théoriquement²⁸. Cette technique permet d'obtenir des impulsions « sur mesure » et extrêmement stables, possédant un chirp résiduel déterminé par le couplage phase / amplitude intrinsèque au type de modulateur utilisé.

- iii- D'autres techniques basées sur les non-linéarités dans les fibres par mélange à quatre ondes^{29,30} (effet Kerr) ont été utilisées avec succès pour réaliser des sources à très haut débit. Des sources multi-longueur d'onde à taux de répétition variable peuvent être obtenues par auto-modulation de la phase dans les fibres (génération de supercontinuum³¹).

1.2.4 Les performances des techniques de multiplexage optique temporel

Cette technique reste très attractive puisque comme nous l'avons vu, elle ne nécessite pas un matériel électrique ultra rapide et par conséquent coûteux, pour réaliser des transmissions à très haut débit (40 Gbit/s). Nous allons considérer dans cette partie les performances en transmission qui ont été réalisées sans régénération du signal. Le problème principal de ce type de transmission est le recouvrement des impulsions adjacentes dans un même canal, qui va générer de l'interférence entre symboles et du mélange d'ondes³².

Outre la limitation en débit des sources à taux de répétition élevé pour les applications OTDM, il convient de prendre en compte l'encombrement spectral des sources à impulsions courtes. Si nous reprenons les valeurs de référence à 160 Gbit/s, à savoir des impulsions de largeur correspondant à 1/4 du temps bit (correspond à une impulsion de 1,5 ps), on sait par transformée de Fourier que le spectre correspondant à ce type d'impulsion possède une largeur à 3dB d'environ 300 GHz (soit 2,4 nm).

Plus le débit est grand et plus l'encombrement spectral est important.

Pour la bande C (allant de 1530 nm à 1562 nm), il est possible d'installer 150 canaux à 10 Gbit/s (25 GHz de bande passante par canal) et 10 canaux à 160 Gbit/s (400 GHz de bande passante par canal) pour une efficacité spectrale équivalente (0,4 bit/Hz). Les deux techniques OTDM et WDM sont complémentaires. Le choix de l'une ou l'autre technique, ou encore d'une combinaison des deux³³, va principalement dépendre du type d'application, du débit visé par canal et du degré de complexité de mise en œuvre de la transmission.

La Figure 7 présente les récents résultats expérimentaux des transmissions optiques de grande capacité. Le tableau est extrait du papier de Nakazawa³⁴.

Dans les réseaux plus complexes que les liaisons point à point, nous pouvons penser que l'approche tout-optique sera privilégiée lorsque les fonctions optiques fonctionnant à très haut débit auront atteint un degré de maturité suffisant. Les opérations de routage devraient alors être transparentes au débit et au format.

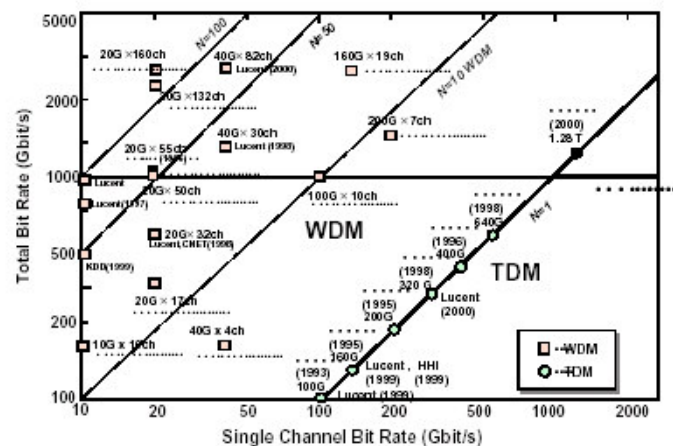


Figure 7 : Performances des transmissions de grande capacité

Pratiquement, les transmissions les plus récentes à 160 Gbit/s par canal passent généralement par une étape de multiplexage des données électriques jusqu'à 40 Gbit/s, puis un multiplexage optique jusqu'à 160 Gbit/s. Dans ces conditions, les pénalités introduites par la transmission sont accrues lors du démultiplexage des canaux OTDM.

En ce qui concerne les performances déjà réalisées, le « Tera bit/s » a été atteint sur une transmission point à point de 2000 km en minimisant les effets non-linéaires entre les canaux WDM (XPM)³⁵.

Pour des transmissions sur de plus courtes distances, la capacité pourra être encore plus importante (10 Tbit/s)³⁶, avec un débit par canal pouvant atteindre 640 Gbit/s³⁷.

Nous pouvons aussi citer, en ce qui concerne les performances les plus récentes, une transmission de type transatlantique à 6 Tbit/s³⁸.

La mise en œuvre de tels dispositifs devient très compliquée aussi bien en terme d'optimisation du multiplexage / démultiplexage optique et électrique, qu'en terme de « monitoring » (visualisation temporelle des impulsions, gestion et réglages des paramètres de la transmission).

Nous ne pouvons pas non plus négliger les problèmes liés à la transmission sur fibre de tels débits. Les effets non-linéaires deviennent très limitant dès 40 Gbit/s³⁹ et vont être accentués sur les transmissions à des débits supérieurs. La gestion rigoureuse de la dispersion chromatique (ordres supérieurs) est elle aussi d'autant plus complexe que le débit est élevé, du fait de l'élargissement spectral du signal.

De plus il devient très intéressant d'utiliser l'amplification Raman qui va permettre de distribuer le gain sur des longues distances et limiter par conséquent les fortes puissances optiques localisée (qui est à l'origine des effets non-linéaires).

L'étude des dégradations du signal à très haut débit n'est pas l'objet de la thèse, mais nous allons néanmoins rappeler, plus loin dans ce chapitre, quelques fondamentaux concernant la gestion de la dispersion chromatique, l'influence de la dispersion modale de polarisation et les effets non-linéaires dans les transmissions sur fibre optique.

2 Le contexte de la régénération tout-optique des signaux

Dans les systèmes de télécommunications par fibre optique, les avancées technologiques et la connaissance des phénomènes physiques permettent d'envisager des capacités de transmission considérables. La volonté des opérateurs de « faire communiquer » les gens entre eux passe par l'augmentation régulière de la demande. La logique économique va tendre à favoriser le développement de solutions technologiques moins coûteuses (production de masse ou architecture différente des réseaux optiques).

La régénération du signal est une composante fondamentale du traitement du signal dans les systèmes de télécommunications optiques puisqu'elle a pour vocation à transformer un signal dégradé en un signal de bonne qualité répondant aux exigences des systèmes.

Dans cette partie nous allons rappeler l'origine physique des dégradations subies par un signal optique lors de sa propagation et introduire les outils permettant de quantifier ces dégradations.

Ensuite, nous allons replacer le principe de la régénération tout-optique dans le contexte actuel des télécommunications en rappelant ses principes généraux, son potentiel et sa pertinence dans les futurs systèmes de transmission à très haut débit.

Nous pourrions alors introduire les concepts de la régénération optique ainsi que les principes de caractérisation de la régénération du signal.

Nous passerons ensuite à la présentation des fonctions optiques que nous avons étudiées dans le cadre de ce travail de thèse. Nous présenterons les différentes fonctions réalisant des opérations de régénération, puis nous terminerons par une synthèse des performances préconisées pour les régénérateurs tout-optiques dans les réseaux de télécommunications optiques.

2.1 Les dégradations du signal dans les lignes de transmission optique à très haut débit

Cette partie va permettre de recenser les différentes dégradations optiques subies par le signal lors de sa propagation dans la fibre. Elle a pour vocation d'introduire les principales causes de

dégradation dans les systèmes de transmission à très haut débit. Nous avons principalement utilisé comme référence les ouvrages de Agrawal⁴⁰ et de Kaminow & Koch⁴¹.

Nous souhaitons insister sur le fait que : plus le débit d'information est élevé et plus les dégradations non-linéaires deviennent importantes ; plus les impulsions sont courtes et plus le signal devient sensible aux dégradations (négligées à des débits inférieurs).

Dans la suite de la thèse, nous n'allons pas approfondir l'étude de ces phénomènes dans les lignes de transmission sur fibre optique.

2.1.1 Le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques

La dégradation principale subies dans les systèmes de télécommunications sur fibre optique est l'accumulation du bruit d'émission spontanée amplifiée (ASE) des amplificateurs optiques. A chaque passage dans un amplificateur à fibre dopée ou à semi-conducteurs, on dégrade le rapport signal sur bruit. Nous savons qu'un amplificateur placé en $i^{\text{ème}}$ position dans la ligne de transmission génère une quantité d'émission spontanée amplifiée P_{ASE} qui va s'ajouter (en champ) au signal amplifié suivant l'expression du facteur de bruit F_i :

$$F_i = \frac{\left(\frac{P_{\text{signal}}}{P_{ASE}} \right)_{\text{entrée}}}{\left(\frac{P_{\text{signal}}}{P_{ASE}} \right)_{\text{sortie}}} \quad (1.1)$$

Cette grandeur va exprimer la dégradation du signal due à l'émission spontanée amplifiée générée par l'amplificateur optique (battement signal / spontané).

$$P_{ASE} = 2n_{SP}(G-1)h\nu.B_{opt} \quad (1.2)$$

n_{SP} est le facteur de bruit de l'amplificateur, G son gain et B_{opt} la bande optique efficace.

Nous pouvons généraliser cette dégradation à une cascade de N amplificateurs. Nous simulons ainsi une liaison optique de télécommunications comme le présente la Figure 8.

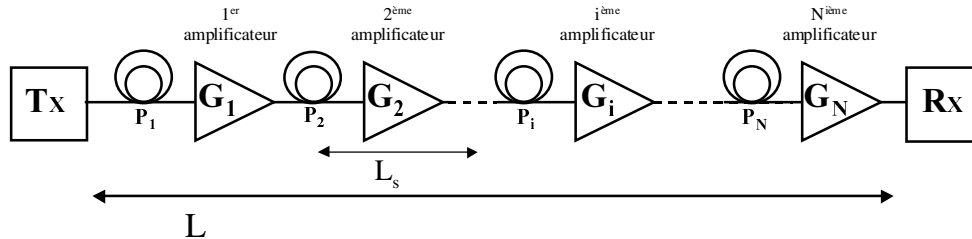


Figure 8 : Evolution du facteur de bruit dans une liaison optique

Soit le $i^{\text{ème}}$ amplificateur optique de gain G_i (on peut supposer pour simplifier l'étude que tous les amplificateurs sont identiques). Les pertes (de propagation) entre deux amplificateurs sont notées P_i .

Le facteur de bruit équivalent peut être calculé pour une liaison optique, il est déterminé comme le rapport signal sur bruit en entrée du premier amplificateur sur le rapport signal sur bruit en sortie du dernier amplificateur.

L'expression du facteur de bruit équivalent de la liaison F_{eq} est déterminée à partir de la formule de Friis :

$$F_{eq} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \dots + \frac{F_i - 1}{G_1 \times \dots \times G_{i-1}} + \dots + \frac{F_N - 1}{G_1 \times \dots \times G_{N-1}} \quad (1.3)$$

Dans le cas favorable où le gain de l'amplificateur va compenser les pertes, on obtient le facteur de bruit minimal de la liaison. Sa valeur dépend du gain de l'amplificateur puisque plus le gain est faible et moins l'amplificateur génère de bruit d'émission spontanée amplifiée.

Nous présentons sur la Figure 9 (a) la caractéristique statique de l'amplificateur optique que nous avons simulé, qui possède un facteur de bruit de 5 dB et un gain petit signal de 30 dB. Nous présentons ses caractéristiques en gain et en puissance d'émission spontanée. Plus le gain est important et plus la puissance d'émission spontanée est importante. Dans ces conditions, pour une distance donnée entre deux amplificateurs optiques d'une liaison, la puissance d'émission spontanée amplifiée générée par l'amplificateur optique va dépendre de son gain et de sa puissance optique en entrée (ces grandeurs sont liées pour un pompage optique donné).

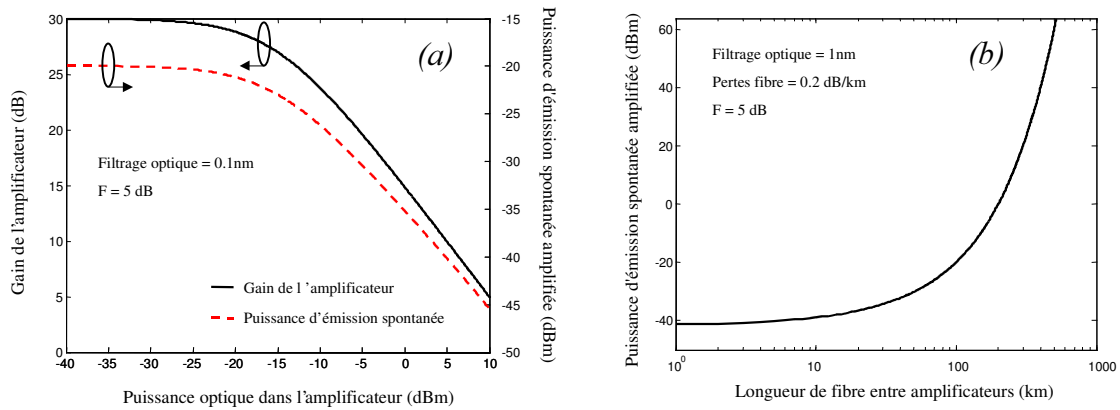


Figure 9 : Caractérisation d'un amplificateur optique (a). Evolution du bruit d'émission spontanée amplifiée généré par un amplificateur sur une liaison optique en fonction de la distance entre amplificateurs (b).

Ainsi, sur la Figure 9 (b), nous avons simulé pour une longueur de fibre variable entre deux amplificateurs, la variation de la puissance d'émission spontanée amplifiée. Plus la distance est importante et plus l'amplificateur est bruité. Il sera donc préférable dans une liaison optique, d'avoir un grand nombre d'amplificateurs optiques pour limiter la distance entre chaque et ne pas trop dégrader le rapport signal sur bruit optique.

Nous pouvons donc considérer alors que toute transmission optique sera limitée dans un premier temps par l'émission spontanée amplifiée des amplificateurs optiques. Ce type de dégradation est dit « linéaire » par opposition aux dégradations « non-linéaires » que nous allons introduire plus loin dans ce chapitre. Ainsi, dans un régime de transmission « linéaire », l'origine des dégradations subies par le signal est principalement l'accumulation du bruit optique.

La détection du bruit sera étudiée avec plus de soin dans la suite du document, mais nous pouvons d'ores et déjà présenter la manifestation la plus significative de l'accumulation du bruit sur un signal de télécommunications optiques.

Sur la Figure 10, nous présentons le diagramme de l'œil de la transmission qui va être mesuré via un photo-détecteur rapide suivi d'un oscilloscope numérique à échantillonnage. Sur la Figure 10, nous avons la superposition synchrone des données numériques (« 1 » et « 0 » équiprobables). La fonction « histogramme » de ces appareils de mesure permet de mesurer dans une fenêtre temporelle la distribution de probabilité des niveaux (de tension) autour de leur valeur moyenne. La mesure de I_0 et I_1 permet de déterminer le taux d'extinction du signal :

$$TE = \frac{I_1}{I_0} \quad (1.4)$$

La mesure de l'écart type des distributions autour des valeurs moyennes (σ_1 et σ_0) permet de mesurer le facteur Q du signal :

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (1.5)$$

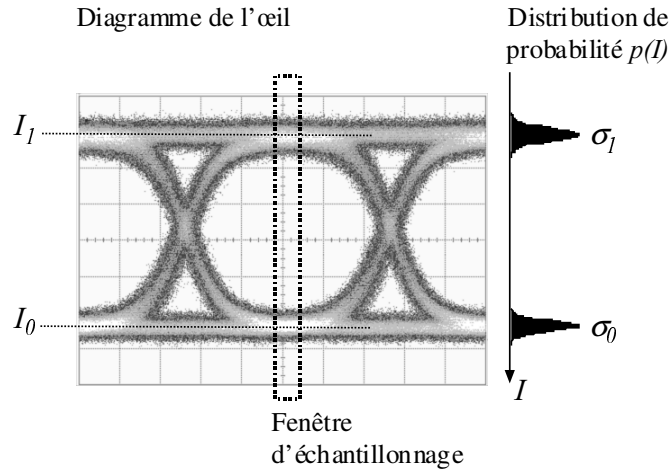


Figure 10 : Diagramme de l'œil et mesure des densités de probabilité du bruit

Cette grandeur va globalement permettre de quantifier la qualité du signal mesuré (discrimination des niveaux bruités). Elle a été introduite dans le cadre de l'approximation gaussienne du bruit (optique et électrique) pour permettre de déduire de la mesure du diagramme de l'œil la probabilité d'erreurs de la transmission⁴² :

$$Pe = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{Q}{\sqrt{2}} \right] \quad (1.6)$$

Nous rappelons que le bruit électrique détecté est généré par le battement des composantes de signal et de bruit optique dans le photo-détecteur rapide. En considérant que la puissance du signal optique (P_{signal}) est très supérieure à celle du bruit (P_{ASE}), nous ne prenons en compte que le battement signal / spontané. Nous considérons aussi que le signal n'est pas limité par le bruit thermique du détecteur (puissance optique importante sur le détecteur), alors le rapport

signal sur bruit optique ($OSNR$) et le rapport signal sur bruit électrique (SNR) mesuré avec le détecteur, sont proportionnels :

$$SNR = \frac{\langle I_{photo-courant} \rangle^2}{\sigma_{bruit\ électrique}^2} = \frac{B_{opt}}{2 \cdot \Delta f} \times OSNR \quad \text{pour} \quad OSNR = \frac{P_{signal}}{P_{ASE}} \quad (1.7)$$

B_{opt} est la bande passante optique du signal et du bruit, Δf est la bande passante du détecteur.

La probabilité d'erreurs permet de déterminer le taux d'erreurs binaires (qui correspond au nombre d'erreurs détectées sur un nombre d'éléments binaires analysés) et la variance (le carré de l'écart type) avec les relations suivantes

$$TEB = \langle Pe \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.8)$$

Nous reprenons notre simulation de ligne de transmission en régime linéaire d'amplification. Sur la Figure 11 (a), nous pouvons observer que plus la puissance d'émission spontanée augmente dans la liaison et plus la puissance du signal diminue. Sur la Figure 11 (b), nous avons une représentation de l'évolution de la qualité de la liaison en fonction de la distance parcourue. Nous avons choisi une distance de 80 km entre amplificateurs optiques (en anglais « Span ») ce qui correspond typiquement aux distances préconisées dans les transmissions sous-marines. La valeur de 40 km correspond plutôt à des transmissions terrestres du type « Long Haul » et « Ultra-Long Haul ». Nous pouvons constater que les dégradations du signal par le bruit seront plus importantes dans les systèmes sous-marins et qu'il est donc préférable de réduire les écarts entre amplificateurs optiques pour se propager plus loin.

Les dégradations vont avoir tendance à « fermer » le diagramme de l'œil, ce qui correspond à une dégradation du facteur de bruit et une diminution du taux d'erreurs binaires (un Facteur Q de 6 correspond à un TEB de 1.10^{-9}).

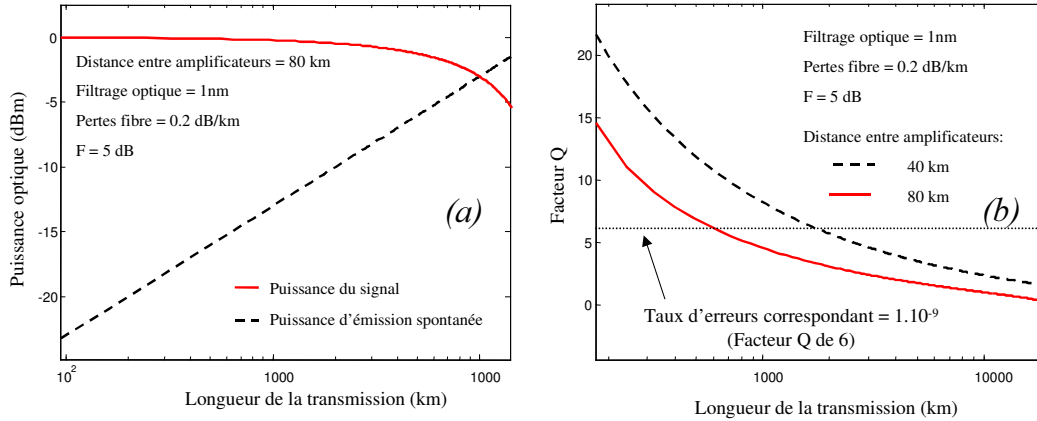


Figure 11 : Evolution du bruit d'émission spontanée le long de la liaison optique. En fonction de la puissance de signal et de bruit (a) et en fonction du facteur Q (b).

Il est important de noter que ces grandeurs (taux d'erreurs et facteur Q) sont à priori étroitement liées mais qu'expérimentalement, elles ne sont pas mesurées de la même manière. Le taux d'erreurs ne peut être mesuré que lorsque la transmission est suffisamment dégradée (taux d'erreurs inférieur à 1.10^{-12}) alors que la mesure du facteur Q peut se faire sur des signaux très peu dégradés. Ces deux mesures sont donc complémentaires, toujours dans le cadre de l'approximation gaussienne du bruit optique et électrique.

2.1.2 La dispersion chromatique

Tout d'abord, la propagation de la lumière dans un milieu dispersif (l'indice dépend de la longueur d'onde) possédant une géométrie donnée provoque une dispersion des composantes spectrales du signal. La dispersion chromatique totale (D) dépend de la dispersion « matériau » (DM) et de la dispersion « modale » du guide (DG) : $D = DM + DG$

Dans le cas des fibres en silice, la dispersion matériau va dépendre de la longueur d'onde :

$$DM \approx 1.22 \times \left(1 - \frac{\lambda_{DN}}{\lambda} \right) \quad (1.9)$$

λ_{DN} correspond à la longueur d'onde pour laquelle la dispersion matériau est nulle (1,276 μm pour la silice pure) et λ correspond à la longueur d'onde dans la fibre (formule empirique valable dans la gamme 1,25-1,66 μm).

La dispersion modale (DG) va dépendre de l'aire effective du cœur de la fibre et de la différence d'indice cœur / gaine.

Globalement, on définit la dispersion chromatique ainsi :

$$D = \frac{d}{d\lambda} (v_g) = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) \text{ avec } \beta(\omega) = \beta(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{d\beta}{d\omega} + (\omega - \omega_0)^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} + \dots \quad (1.10)$$

Avec β la constante de propagation :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (1.11)$$

tel que n est l'indice de réfraction, ω la pulsation de l'onde et c la vitesse de la lumière. v_g représente la vitesse de groupe centrée en ω_0 .

Nous pouvons développer β en série de Fourier autour de ω_0 avec :

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} (\beta(\omega)) \text{ et } \beta_3 = \frac{d^2}{d\omega^2} (\beta(\omega))$$

Au premier ordre, on parle du paramètre de dispersion chromatique exprimé en ps/nm/km :

$$D \approx -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.12)$$

Et au second ordre, la pente de la dispersion chromatique :

$$S = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^3} \left[2\beta_2 - \frac{2\pi c}{\lambda} \beta_3 \right] \quad (1.13)$$

Plus le signal est large spectralement (initialement non chirpé) et plus l'effet de la dispersion chromatique va avoir tendance à accentuer le retard entre les composantes spectrales, et modifier par conséquent le long de la propagation l'enveloppe temporelle des données, entraînant une distorsion du signal.

Plus le débit est important et plus l'influence de la dispersion chromatique sera pénalisante. On définit L_D la longueur de dispersion telle que l'élargissement temporel des impulsions va devenir pénalisant pour une transmission à un débit numérique N :

$$L_D = \frac{1}{N \cdot D \cdot \Delta\lambda} \quad (1.14)$$

Avec $\Delta\lambda$ la largeur spectrale (à 3 dB) du signal, D le paramètre de dispersion et N le débit numérique.

Plus le débit est élevé et plus la longueur de dispersion sera courte. Dans les systèmes de transmission sur fibre, l'influence de la dispersion chromatique se traduit par un élargissement temporel des données. La Figure 12 présente les caractéristiques des principales fibres utilisées par les opérateurs de télécommunications (A_{eff} = Aire effective du cœur).

Type de fibre (nom commercial)	A_{eff} (μm^2)	λ_{DN} (nm)	D [dans la bande C] (ps/nm/km)	S [pente de dispersion] (ps/nm ² /km)
Corning SMF-28	80	1300-1322	16 / 19	0.090
Lucent AllWave	80	1300-1322	17 / 20	0.088
Alcatel ColorLock	80	1300-1320	16 / 19	0.090
Corning Vascade	101	1300-1310	18 / 20	0.060
Lucent True-Wave-RS	50	1470-1490	2.6 / 6	0.050
Corning LEAF	72	1490-1500	2 / 6	0.060
Lucent True-Wave-XL	72	1570-1580	-1.4 / -4.6	0.112
Alcatel TeraLight	65	1440-1450	5.5 / 10	0.058

Figure 12 : Caractéristiques des fibres commerciales

2.1.3 Les effets non-linéaires intracanaux

Le principe des non-linéarités de propagation est la génération de nouvelles fréquences apparues lors de la modulation d'intensité optique dans la fibre.

- L'effet non-linéaire le plus courant est l'automodulation de la phase, due à l'effet Kerr optique dans la silice. Cet effet a pour conséquence un déphasage instantané des composantes du spectre du signal. Le déphasage pourra être compensé par la dispersion chromatique de la fibre (on aura une compression de l'enveloppe temporelle des impulsions) ou bien accentué par la dispersion chromatique (élargissement temporel des impulsions).

Le déphasage non-linéaire est introduit par une variation locale de l'indice du matériau Δn :

$$\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n(t) \cdot L \quad \text{avec} \quad n(t) = n_2 \frac{P_{opt}(t)}{A_{eff}} \quad (1.15)$$

n_2 est coefficient d'indice non-linéaire ($2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ dans les fibres de silice), $P_{opt}(t)$ est la puissance optique instantanée et A_{eff} est l'aire effective du guide. Cet effet est très rapide et permet une modulation instantanée (à l'échelle de la modulation optique) de la phase.

L'automodulation de la phase va introduire un déphasage des composantes spectrales d'un signal optique en présence d'une forte puissance optique.

En considérant la propagation d'une impulsion dans une fibre, le pic de l'impulsion va se propager « moins rapidement » (i.e. accumule plus rapidement de la phase) que les ailes de l'impulsion. Ce phénomène est connu sous le terme de « chirp » et correspond à une variation instantanée de la fréquence optique dans une impulsion :

$$\delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{NL}(t)}{\partial t} = \gamma \cdot L \frac{\partial P_{opt}(t)}{\partial t} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda \cdot A_{eff}} \quad (1.16)$$

Ce décalage en fréquence correspond à un décalage vers les grandes longueurs d'onde « red shift » pour l'avant de l'impulsion et vers les faibles longueur d'onde « blue shift » pour

l'arrière de l'impulsion. L'élargissement spectral va alors dépendre de la longueur de la fibre et du coefficient non-linéaire γ , pour une impulsion donnée. Cet effet lorsqu'il est conjugué à la dispersion chromatique va provoquer une distorsion temporelle des impulsions le long de la propagation dans la fibre. Nous pouvons aussi noter que les effets non-linéaires seront favorisés dans les fibres possédant des cœurs petits (à fort confinement du champ) comme les fibres à dispersion chromatique décalée et à compensation de dispersion.

Dans ces conditions, la gestion de la dispersion chromatique dans les réseaux et l'utilisation d'amplificateurs optiques à gain distribué (Raman) permettent de minimiser ses effets non-linéaires. Au contraire, certaines applications que nous allons présenter plus loin utilisent les effets non-linéaires dans les fibres.

- Le mélange à quatre ondes doit aussi être pris en compte lorsqu'on a un recouvrement des impulsions successives⁴³. En ce qui concerne les transmissions à très haut débit en format impulsif (RZ), l'élargissement des impulsions dans les systèmes à gestion de dispersion chromatique va se traduire par la génération d'impulsions qualifiées de « fantômes ».

Ces processus non-linéaires à caractère aléatoire sont à l'origine de la gigue de Gordon-Haus⁴⁴ décrite pour les transmissions longues distances de type soliton.

Ce phénomène est décrit en détail dans le chapitre 2.

2.1.4 La dispersion modale de polarisation

Les fibres de silice possèdent une légère biréfringence résultant des imperfections de fabrication et des contraintes physiques liées à leur environnement. Les divers mécanismes de contraintes appliquées à la fibre provoquant la biréfringence intrinsèque de la fibre sont présentés sur la Figure 13.

On note Δn_{eff} cette biréfringence dont la valeur est comprise entre 10^{-5} et 10^{-7} . Si la lumière injectée dans la fibre excite tous les modes de polarisation, il existe une différence de la vitesse de groupe (DGD pour « Differential Group Delay ») correspondant après une distance

L , à un retard de propagation noté : $\Delta\tau = L \cdot \frac{\Delta n_{eff}}{c}$

Pour une impulsion courte injectée dans la fibre, l'effet de la dispersion modale de polarisation (PMD pour « Polarization Mode Dispersion ») se traduit par un dédoublement de l'impulsion en sortie comme le présente la Figure 14.

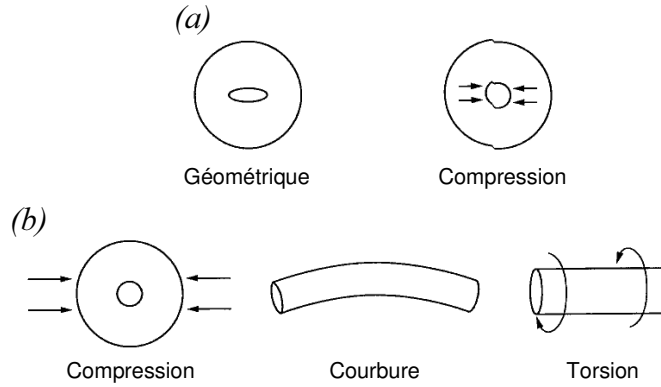


Figure 13 : Mécanismes intrinsèques (a) et extrinsèques (b) de biréfringence dans les fibres optiques

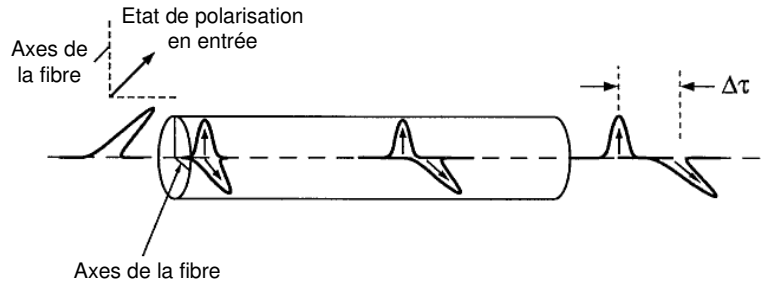


Figure 14 : Effet de la PMD sur les impulsions courtes

Le problème que pose la PMD dans les systèmes longue distance à très haut débit, est son caractère aléatoire (déterministe pour des petites distances). L'hypothèse prise pour quantifier les effets de la PMD sur les lignes de transmission est une distribution aléatoire de la biréfringence (distribution de Maxwell en première approximation). Cette approche permet de dire que la valeur du DGD va croître proportionnellement avec la racine carrée de la longueur de fibre ($L^{1/2}$).

Le coefficient de PMD traduit cette évolution :

$$PMD_{coeff} = \frac{\langle \Delta\tau \rangle}{L^{1/2}}$$

Ainsi, la PMD se traduit par une gigue temporelle (interférence inter-symbole) dont les effets sur le récepteur vont être d'autant plus pénalisants que le débit est élevé⁴⁵. Nous pouvons penser que le format RZ sera plus résistant à la PMD puisque les symboles peuvent être plus courts que le temps bit.

En prenant comme hypothèse que l'impulsion possède une forme gaussienne, l'expression empirique suivante traduit la relation entre coefficient de PMD et débit numérique du signal (N) :

$$N^2 \cdot L \approx \frac{0.020}{PMD_{coeff}^2}$$

Il ressort de cette présentation des effets physiques intervenant dans les systèmes optiques longue distance, que les dégradations (en terme de pénalité dans le système par exemple) vont croître avec le débit du signal et la longueur de la transmission.

De plus, ces effets sont étroitement liés (couplage des paramètres mis en jeu) ce qui a pour conséquence de rendre encore plus difficile leur étude et la mise en œuvre de solutions technologiques capables de les réduire.

2.2 Traitement du signal tout-optique dans les réseaux de télécommunications

Depuis l'avènement des amplificateurs optiques en ligne, les longueurs de transmission sur fibre optique ont considérablement augmenté et les réseaux se sont simplifiés. Nous allons voir dans cette partie que les recherches en amont menées sur ce sujet portent essentiellement sur la réalisation de fonctions tout-optiques permettant d'effectuer les opérations de traitement du signal nécessaires à tous les réseaux de télécommunications.

Nous allons nous concentrer sur les fonctions optiques de régénération qui historiquement, étaient réalisées par conversion optique / électrique / optique (O/E/O) du signal. Ce type de régénérateur peut être considéré comme idéal en terme d'efficacité de régénération puisqu'il ne transmet qu'un minimum d'erreurs (fonction optimisée). Nous pourrions comparer régénérateurs opto-électroniques et régénérateurs tout-optiques.

Nous allons aussi présenter les différentes opérations de régénération et les outils nécessaires à l'évaluation des qualités régénératives d'une fonction optique.

2.2.1 Les réseaux tout-optiques

Dans le contexte de ces futurs réseaux, les fonctions tout-optiques de traitement du signal pourront être utilisées à différents endroits stratégiques. Elles vont devoir réaliser des opérations complexes jusqu'ici réservées à l'électronique.

Nous nous intéressons dans cette partie aux différentes applications pressenties pour de telles fonctions.

La première application est historiquement la réalisation de transmissions terrestres et sous-marines très longue distance. L'introduction de régénérateurs optiques parfaits le long de la transmission doit théoriquement permettre des transmissions « quasi-infinies », puisque le signal est remis en forme après chaque répéteur^{46,47} éliminant les dégradations dues à la propagation.

La seconde application est l'installation, dans les réseaux plus complexes que les liaisons point à point, de régénérateurs au niveau des nœuds de commutation (brassage) pour réaliser les opérations nécessaires sans dégradation du signal⁴⁸. On peut aussi imaginer des fonctions

optiques réalisant des opérations de traitement du signal « bit à bit » comme la reconnaissance de trame⁴⁹, la réalisation de portes logiques⁵⁰ ou de registres à décalage⁵¹. De telles fonctions optiques devront être transparentes au débit et au format pour harmoniser les réseaux possédant chacun des caractéristiques propres.

La dernière application consiste à améliorer un récepteur en fin de transmission en utilisant une fonction optique non-linéaire⁵². Cette opération permet d'améliorer la sensibilité du récepteur opto-électronique qui, à des débits élevés, nécessite un signal de très bonne qualité pour pouvoir fonctionner. On peut aussi réaliser des opérations de démultiplexage temporel optique devant le récepteur, qui auront pour effet de revenir à un débit plus bas mais aussi « d'améliorer » la réception.

La notion « d'amélioration » de la qualité du récepteur est liée au fait que si l'on modifie certaines caractéristiques physiques du signal devant le récepteur, on va améliorer (ou au contraire) dégrader la sensibilité de ce dernier.

2.2.2 Les principes de la régénération tout-optique

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux principes de régénération du signal optique en rappelant dans un premier temps les principes de fonctionnement des régénérateurs opto-électroniques pour ensuite essayer de les comparer avec les régénérateurs tout-optiques.

Pour ce faire, nous allons rappeler le fonctionnement des différentes fonctions optiques pour la régénération rencontrées dans la littérature, puis nous présenterons les caractéristiques fondamentales de régénération d'un signal au travers de telles fonctions.

a) Analogie avec les régénérateurs opto-électroniques

Nous pouvons rappeler les étapes de fonctionnement d'un répéteur opto-électronique. Tout d'abord, il transforme le signal optique en signal électrique. Cette opération, dans le contexte des télécommunications, nécessite une discrimination des « 1 » et des « 0 » via un circuit électronique réalisant une prise de décision (le signal électrique en sortie est supposé parfait). Ensuite, le signal électrique est codé sur la porteuse optique à l'aide d'un modulateur électro-optique (généralement en intensité).

Ainsi, le signal en sortie possède les mêmes caractéristiques physiques que le signal à l'origine de la transmission (taux d'extinction, rapport signal sur bruit optique, gigue). Par contre, en terme d'information, le dispositif de prise de décision non idéal a inévitablement commis des erreurs, dues d'une part à la dégradation des données lors de la propagation et d'autre part à la nature de la prise de décision électrique⁵³.

En ce qui concerne les répéteurs tout-optiques, les principes restent valables. On distingue :

- Un seuil de décision « optique » qui va séparer l'intensité des « 1 » des « 0 » via une fonction de transfert non-linéaire ». A la différence du traitement électrique, le signal de sortie n'est pas parfait. Le bruit optique n'est pas enlevé mais simplement transformé. Nous allons voir un peu plus tard que le passage dans une fonction de transfert non-linéaire va modifier les densités de probabilité du bruit.
- Une amélioration du rapport signal sur bruit optique via la transmission non-linéaire du bruit et / ou la conversion de porteuse optique.

- Un taux d'extinction de sortie déterminé par l'amplitude de modulation de la fonction de transfert non-linéaire.
- Une réduction de la gigue temporelle en configuration 3R.

b) La régénération 1R (Ré-amplification)

Nous avons vu que l'amplification dégradait le rapport signal sur bruit. Néanmoins, cette opération permet au signal de se propager plus loin, ce qui correspond bien à une première étape de régénération tout-optique du signal. On peut donc qualifier cette opération d'étape préliminaire à une régénération du signal.

c) La régénération 2R (Ré-amplification et Remise en forme)

La seconde étape de régénération est la régénération 2R qui va ré-amplifier le signal mais aussi le remettre en forme. Elle doit permettre de compenser l'accumulation du bruit des amplificateurs optiques soit en convertissant les données sur une porteuse non bruitée, soit en améliorant le taux d'extinction du signal.

La Figure 15 présente le schéma de principe du régénérateur 2R (pour le cas particulier d'une inversion de polarité des données).

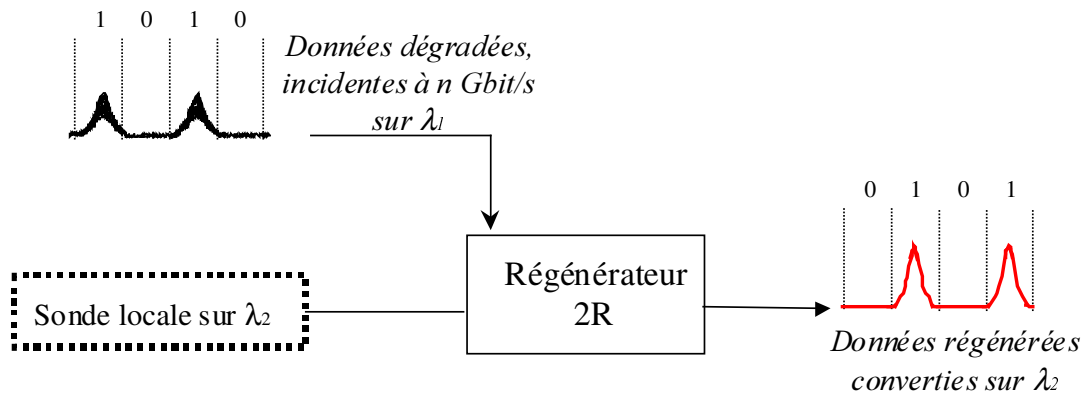


Figure 15 : Principe de la régénération 2R avec conversion de longueur d'onde

Si λ_1 et λ_2 sont différentes, on est en régime de conversion de longueur d'onde réalisée dans le régénérateur par saturation croisée du gain (pour les dispositifs à base de SOA) ou par absorption (dispositif à base de modulateur à électro-absorption) ou bien par mélange d'onde (basé sur le mélange à quatre ondes). La nature de la fonction optique (régénérateur) va conditionner la forme de fonction de transfert. Nous verrons plus tard l'importance de la non-linéarité de cette fonction de transfert pour la qualité de la régénération. Pour cette configuration, le fait de convertir les données sur une sonde locale « propre » puisque n'ayant pas subi de dégradation par accumulation de bruit, est une étape très importante de régénération du signal.

La forme des données en sortie du régénérateur (format de modulation) sera directement liée au régime de fonctionnement du régénérateur (déterminé par la forme de la fonction de transfert).

Si λ_1 et λ_2 sont égales, ce qui correspond au fait qu'il n'y a plus de sonde locale, on est en régime d'auto-saturation. Ce régime de fonctionnement ne permet pas de conversion de porteuse ce qui induit que la régénération du signal ne va être réalisée que par amélioration du taux d'extinction (cas notamment des absorbants saturables).

d) La régénération 3R (Ré-amplification, Remise en forme et Re-synchronisation)

La différence fondamentale avec la régénération 2R, est que dans le cas de la régénération 3R la sonde locale est une horloge optique synchrone avec les données en entrée du régénérateur. Nous pouvons rappeler que l'augmentation des débits par canal, conjuguée à l'augmentation du nombre de canaux, tend à favoriser l'efficacité des effets non-linéaires sur le signal. L'effet le plus pénalisant qui en résulte est la présence de gigue temporelle sur le signal, non compensable avec une régénération 2R.

La récupération d'horloge optique n'ont pas été étudiées pendant la thèse mais nous pouvons simplement dire qu'elle peut se faire de manière électrique (par détection puis filtrage) ou bien de manière tout-optique (lasers à modes bloqués stables temporellement ou lasers semi-conducteurs auto-pulsants⁵⁴).

Le schéma de principe de la régénération 3R est présenté sur la Figure 16 (toujours pour le cas particulier d'une inversion de polarité des données).

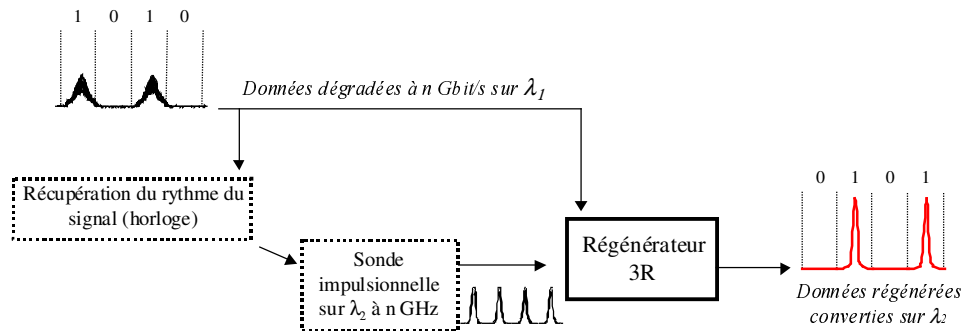


Figure 16 : Principe de la régénération 3R avec conversion en longueur d'onde

Dans le cas général, on aura le même type de fonction optique que dans le régénérateur 2R. Si nous sommes en régime de saturation croisée (λ_1 et λ_2 différentes), la régénération consiste en la réduction du bruit par changement de porteuse optique. La forme de la fonction de transfert et la position du point de fonctionnement permettent aussi d'améliorer le taux d'extinction et de modifier les distributions de probabilité du bruit optique.

Si λ_1 et λ_2 sont égales, nous nous trouvons dans le cas correspondant à la technique de modulation synchrone utilisée sur les lignes de transmissions de type RZ et soliton⁵⁵. Pour ce type de régénération bien spécifique, le régénérateur n'est autre qu'un modulateur d'intensité piloté par le signal électrique de l'horloge récupérée. Les données désynchronisées dans leur temps bit du fait des dégradations subies lors de la transmission non-linéaire vont passer dans le modulateur associé à un filtre optique pour y être resynchronisées (création d'un puit de potentiel dans le temps bit qui va tendre à recentrer l'impulsion dans son temps bit). La

régénération par modulation synchrone va principalement réduire les effets de gigue temporelle.

2.2.3 Les améliorations du signal dans les régénérateurs

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux transformations du signal lors de son passage dans un régénérateur tout-optique.

Tout d'abord, il est important de rappeler l'intérêt d'avoir une fonction de transfert non-linéaire pour réaliser des opérations de régénération. Nous verrons ensuite comment la transmission non-linéaire modifie le signal et comment cette amélioration se traduit en terme de taux d'erreurs binaires et de rapport signal sur bruit optique.

a) La fonction de transfert non-linéaire dans les régénérateurs

La fonction de transfert est obtenue en faisant varier la puissance optique en entrée de la fonction optique et en mesurant la puissance de sortie.

Nous avons représenté temporellement sur la Figure 17 la transmission non-linéaire des signaux optiques de type NRZ au travers d'une fonction du type sécante hyperbolique. Pour un point de fonctionnement donné (de la puissance optique moyenne en entrée), on pourra atténuer les fluctuations du bruit optique sur les « 1 » et les « 0 » si la fonction de transfert possède une double non-linéarité (dispositif possédant un seuil et une saturation).

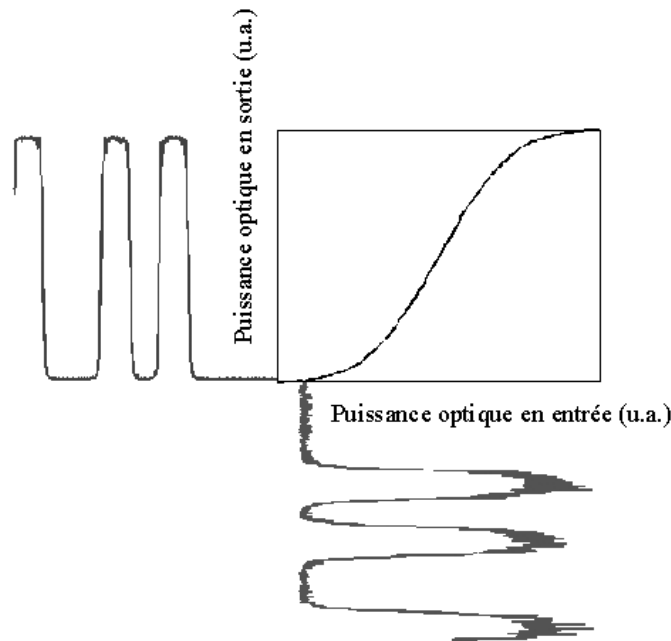


Figure 17 : Transmission non-linéaire (représentation temporelle)

Dans le cas des fonctions de transfert ne possédant qu'une seule non-linéarité (un seuil ou bien une saturation), on aura une réduction du bruit uniquement sur les « 0 » ou les « 1 ».

C'est sur ce principe de transmission non-linéaire du signal que nous allons pouvoir réaliser une opération de régénération tout-optique en auto-saturation (sans conversion de longueur d'onde) ou en saturation croisée (avec conversion de longueur d'onde).

b) Les densités de probabilité du bruit

Cet aspect statistique du comportement du bruit dans les dispositifs de régénération optique est étudié en externe⁵⁶ mais aussi en interne par Laurent Bramerie qui effectue une thèse au sein du laboratoire sur la régénération optique⁵⁷.

En reprenant la Figure 10, nous avons défini les densités de probabilité du bruit sur le signal. Nous pouvons simuler en nous basant sur une fonction de transfert non-linéaire du type sécante hyperbolique, la transformation des densités de probabilité initialement gaussiennes (hypothèse sur le bruit optique en régime linéaire).

Cette hypothèse n'est plus valable si le signal et le bruit ont déjà subi une transmission non-linéaire au préalable (cas de passages multiples dans un régénérateur).

Sur la Figure 18, nous présentons la densité de probabilité (DDP) de bruit optique gaussien en entrée d'une fonction optique non-linéaire. Sur la Figure 18 (a), nous avons une représentation en échelle linéaire des densités de probabilité en fonction de l'intensité électrique détectée, permettant de lire la valeur moyenne du signal sur les « 1 » et les « 0 » notée respectivement $I_{« 1 »}$ et $I_{« 0 »}$. Le taux d'extinction est de 8 dB.

Nous pouvons aussi déterminer l'écart type par rapport aux valeurs moyennes $\sigma_{« 1 »}$ et $\sigma_{« 0 »}$.

Sur la Figure 18 (b), nous avons une représentation en échelle logarithmique permettant de visualiser les queues des distributions et de déterminer le point de croisement des distributions sur les « 1 » et sur les « 0 », que nous notons I_{SEUIL} .

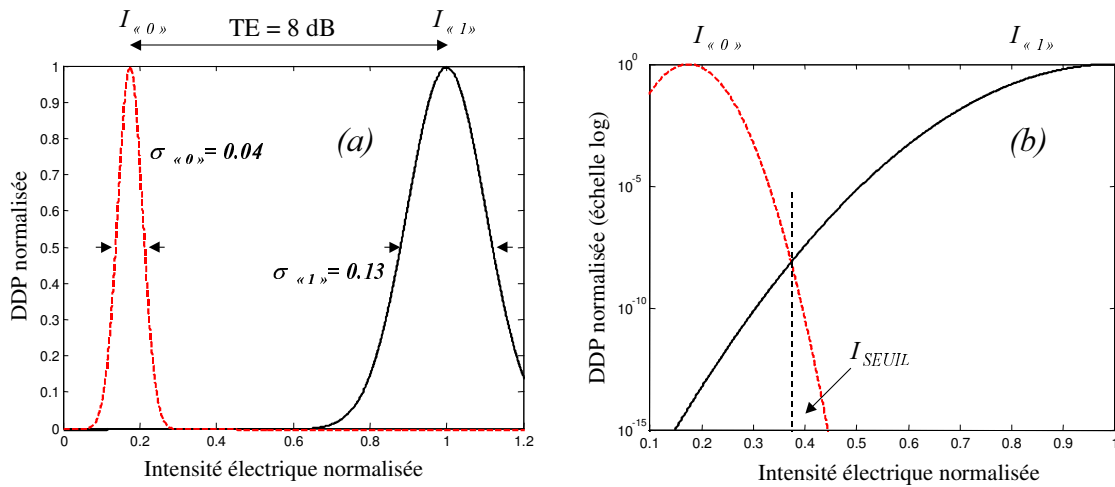


Figure 18 : Densités de probabilité gaussiennes du bruit sur le signal

Sur la Figure 19, nous présentons une fonction de transfert typique (modèle Arctangente pouvant représenter une fonction de transfert d'un interféromètre non-linéaire). Pour un signal en entrée possédant un taux d'extinction de 8 dB, le contraste en sortie sera de 10 dB (le point de fonctionnement est déterminé par I_{SEUIL}). Cette courbe correspond à la fonction de transfert non-linéaire utilisée dans cette simulation.

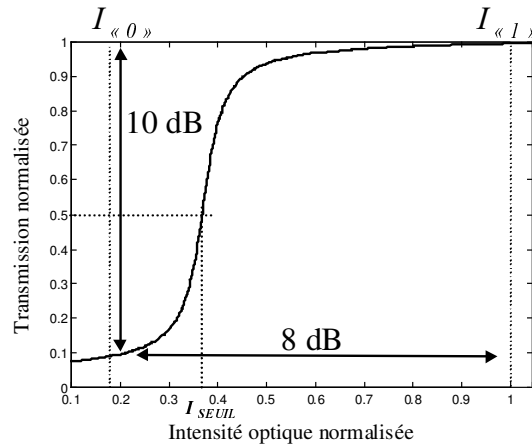


Figure 19 : Transmission non-linéaire d'une porte optique pour la régénération

Les paramètres que nous utilisons sont :

- le seuil optique (dans un souci de simplification du problème, nous supposons un détecteur idéal, à savoir que seuil électrique et seuil optique coïncident) que nous allons placer au niveau du seuil électrique I_{SEUIL} .
- le taux d'extinction de sortie de 10 dB pour un taux d'extinction d'entrée de 8 dB.
- La forme de la courbe qui va modifier la forme des densités de probabilité du bruit optique.

Les densités de probabilité du bruit transmis sont présentées sur les Figure 20 (a) et (b). Nous pouvons observer sur la représentation linéaire (a) que cette transmission a modifié notablement l'écart type des distributions correspondant à une amélioration du facteur Q. Nous remarquons que l'intensité de seuil après transmission correspondant au croisement des distributions, va aussi être modifiée ($I_{t SEUIL} \neq I_{SEUIL}$).

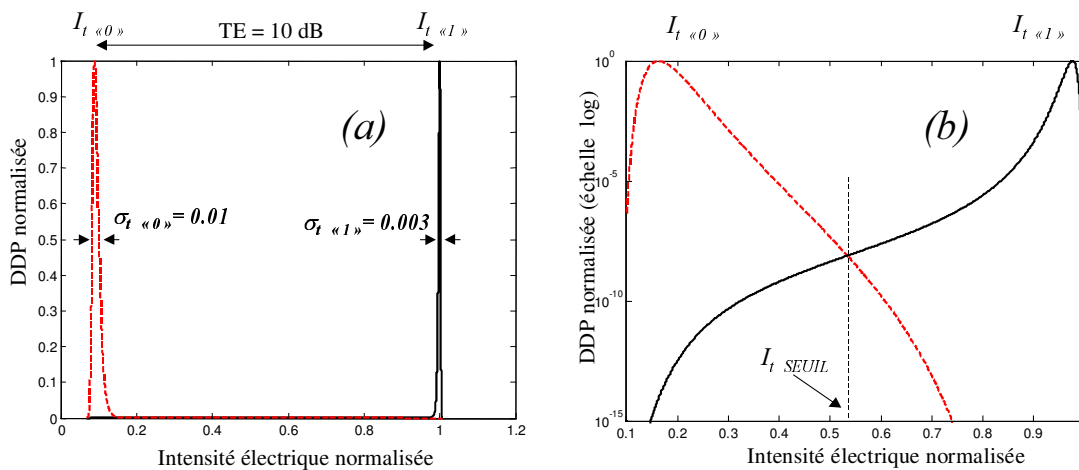


Figure 20 : Densités de probabilité du bruit sur le signal en sortie de la fonction optique non-linéaire

Ces modifications se traduisent directement par une transformation du bruit lors du passage dans une fonction optique non-linéaire. A partir des densités de probabilité du bruit, on peut exprimer la probabilité de faire une erreur en mesurant un « 1 » à la place d'un « 0 ». Cette probabilité d'erreurs va permettre de calculer le taux d'erreurs binaires défini comme le

rapport entre le nombre d'erreurs commises sur le nombre total d'événements (nombre total de bit détectés). Les erreurs sur le signal d'information sont provoquées par la présence de bruit et les transformations du signal, mais elles sont « figées » par le récepteur. L'expression analytique du taux d'erreurs en fonction de l'intensité seuil, est donnée par l'équation (1.17).

$$TEB = \frac{\int_{-\infty}^{I_{SEUIL}} Pe^{"1"}(I).dI}{\int_{-\infty}^{+\infty} Pe^{"1"}(I).dI} = \frac{\int_{I_{SEUIL}}^{+\infty} Pe^{"0"}(I).dI}{\int_{-\infty}^{+\infty} Pe^{"0"}(I).dI} \quad (1.17)$$

Dans ces conditions, on peut calculer à partir des densités de probabilité, le taux d'erreurs en fonction du seuil de décision électrique après détection du signal optique.

Sur la Figure 21, nous présentons la transformation du taux d'erreurs provoquée par la transmission du signal dans une fonction optique non-linéaire du type régénérateur. Nous avons simulé un régénérateur présentant une double non-linéarité en transmission. Le calcul du taux d'erreurs se fait en fonction de I_{SEUIL} supposé être le seuil électrique proportionnel à l'intensité optique. Nous n'avons pas ajouté du bruit électrique et considéré une prise de décision électrique idéale.

Les résultats donnent plusieurs informations :

- Les distributions du bruit optique perdent leur forme gaussienne ce qui implique que l'on ne peut plus calculer le taux d'erreurs binaires à partir du facteur Q.
- La position du seuil pour avoir le minimum d'erreur après la transmission non-linéaire, va dépendre du point de fonctionnement.
- L'amélioration du facteur Q (réduction de l'écart type des distributions de bruit) devient indépendante du taux d'erreurs.
- L'amélioration du taux d'extinction est indépendante du taux d'erreurs et ne dépend que du contraste de la fonction de transfert.
- La transmission non-linéaire ne va jamais améliorer le taux d'erreurs (dans la réalité, il sera inévitablement dégradé).
- La présence d'un « plancher d'erreurs » est reliée à la transformation des densités de probabilité au travers de la fonction non-linéaire. Le « plancher d'erreurs » correspond au cas de figure où les « queues » des distributions des densités de probabilité forment un plancher. Le taux d'erreurs binaires y est constant en fonction de I_{SEUIL} .

Nous pouvons facilement envisager que plusieurs passages dans un régénérateur vont accentuer la réduction du bruit sur le signal. Cette opération peut-être observée expérimentalement en boucle à recirculation. Elle correspond à une concaténation⁵⁸ de la fonction de transfert non-linéaire (chaque passage supplémentaire correspond à une élévation au carré), qui tend à réaliser une prise de décision optique idéale (fonction de transfert en « marche d'escalier »).

La caractérisation complète d'une opération de régénération ne pourra donc se faire qu'en boucle à recirculation.

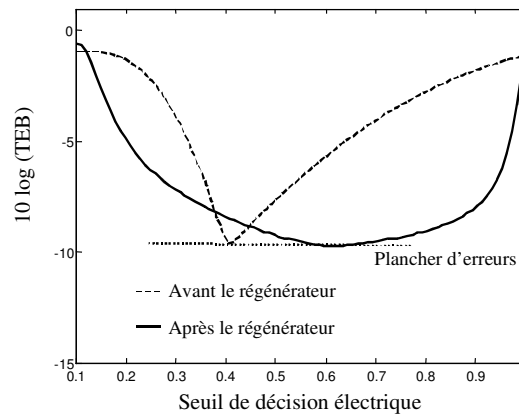


Figure 21 : Transformation du taux d'erreurs binaires dû à la transmission non-linéaire d'un régénérateur optique

c) Le rapport signal sur bruit optique

Nous venons de voir que la transmission non-linéaire dans les fonctions optiques pour la régénération avait pour effet une redistribution du bruit optique. La conséquence de ce processus est la retranscription des erreurs au travers des régénérateurs (tout-optiques ou opto-électroniques).

Indépendamment des erreurs, nous avons vu aussi que la transmission non-linéaire pouvait améliorer le facteur Q (amélioration du taux d'extinction combinée à la réduction de l'écart type des densités de probabilité du bruit).

L'amélioration du rapport signal sur bruit optique est encore plus importante dans les dispositifs convertisseurs en longueur d'onde, puisque les données sont copiées sur porteuse propre qui n'a pas subi de transmission et par conséquent l'accumulation du bruit des amplificateurs optiques.

Ainsi, nous pouvons simplement dire que les régénérateurs optiques peuvent globalement améliorer les qualités physiques du signal.

2.3 Les fonctions optiques à base d'amplificateurs à semi-conducteurs

Les fonctions optiques que nous avons étudiées pendant la thèse possèdent un composant optique commun : l'amplificateur à semi-conducteurs.

Avant de passer aux architectures des régénérateurs complets, il est important d'introduire les caractéristiques fondamentales des amplificateurs à semi-conducteurs (SOA) pour le

traitement du signal optique. Historiquement, ils ont été réalisés pour amplifier les signaux optiques dans les systèmes de télécommunications⁵⁹. Cependant, du fait des non-linéarités de gain importantes jusqu'à 10 Gbit/s, cette application a été mise entre parenthèse. Néanmoins, nous pouvons citer les récentes études pour réduire ces non-linéarités (amplificateur à semi-conducteurs à gain « clampé »⁶⁰).

Du fait des distorsions apportées au signal, les non-linéarités ont été exploitées avec succès depuis les années 1990 pour le traitement tout-optique du signal et particulièrement grâce à des dispositifs interférométriques appelés « portes optiques non-linéaires »⁶¹.

2.3.1 Caractéristiques statique et dynamique des SOA

Tout d'abord, les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des lasers à semi-conducteurs dont les faces clivées ont été traitées « anti-reflet » afin d'obtenir un élargissement homogène de la raie laser. En régime « petit signal », l'amplificateur, qui peut être modélisé comme un réservoir de photons susceptibles d'être stimulés, va générer en moyenne pour un photon en entrée, G_0 photons en sortie (gain petit signal).

A partir d'un certain nombre de photons en entrée P_{in} , le « réservoir » ne peut plus fournir assez de photons et l'amplificateur fonctionne en régime de saturation. A la puissance P_{sat} en entrée, pour un photon en entrée, on a $G_0/2$ photons en sortie. On peut écrire en première approximation, la loi de saturation du gain des amplificateurs optiques :

$$G(P_{in}) = \frac{G_0}{1 + \frac{P_{in}}{P_{sat}}} \quad (1.18)$$

Dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, lorsque l'on coupe le flux optique en entrée, le gain saturé retrouve sa valeur « petit signal » rapidement : ≈ 100 ps ; ce temps de recombinaison peut être raccourci si une onde « auxiliaire » intense est présente dans l'amplificateur⁶².

Nous avons représenté sur la Figure 22 le processus de compression dynamique du gain au passage dans la zone active de l'amplificateur à semi-conducteurs d'une impulsion saturante. Le gain chute pour revenir à sa valeur initiale, en un temps qui devra être inférieur à la centaine de picosecondes nécessaires pour réaliser des modulations à 10 Gbit/s.

La profondeur de modulation est fonction de la puissance crête de l'impulsion saturante (G_{max} et G_{min} sont fonction de P_{in}). Elle est caractérisée par le taux de compression T_c (statique et dynamique sont confondus si la modulation n'est pas trop rapide).

$$T_c = \frac{G_{max} - G_{min}}{G_{max}} \quad (1.19)$$

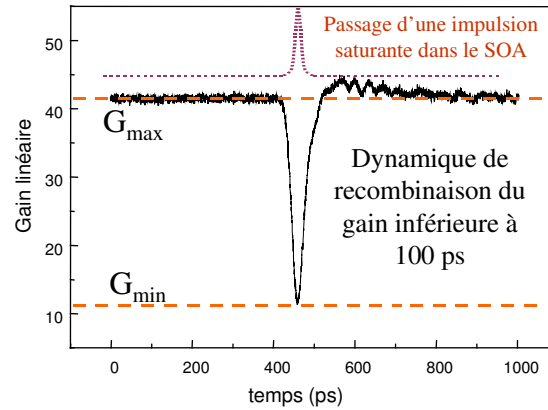


Figure 22 : Compression dynamique du gain dans les SOA

2.3.2 La conversion de longueur d'onde

Le gain des amplificateurs optiques à semi-conducteurs étant homogène, tous les champs amplifiés subissent le même gain ainsi que ses éventuelles modulations (dans la bande d'amplification). Sur ce principe, si on injecte un signal modulé suffisamment puissant (pompe), le gain du SOA est lui aussi modulé. Si on injecte un autre signal continu à une longueur d'onde différente (sonde), ce signal va subir le gain modulé par la pompe. Ce phénomène est appelé « modulation croisée du gain » (Cross Gain Modulation ou bien XGM).

Si la pompe porte des données (modulation d'amplitude dans la transmission), ces données vont être copiées sur la sonde.

Cette configuration pompe / sonde est une première fonction optique de traitement du signal qui réalise une conversion de porteuse optique.

Si les données sont très rapides et que le gain n'a pas le temps nécessaire pour revenir dans son état initial, la profondeur de modulation des données baisse.

2.3.3 La modulation de la phase

Dans les structures semi-conductrices existe un couplage entre l'amplitude et la phase du champ lors de sa propagation.

Plus la puissance optique est grande et plus la densité de porteurs de charge dans la zone active est faible. Ainsi, plus la puissance optique est faible et plus le milieu est dense⁶³.

Le couplage phase / amplitude est exprimé comme la variation de l'indice matériau (n') par rapport à la variation du gain ou de l'absorption (n''). Ces grandeurs sont reliées entre elles par les relations de Kramers-Kronig. Nous utilisons donc la définition suivante :

$$\alpha_H = \frac{\partial n' / \partial N}{\partial n'' / \partial N} \quad (1.20)$$

α_H est le coefficient phase / amplitude dans les structures semi-conductrices (coefficient de Henry) et N la densité de porteurs dans la zone active du SOA.

En configuration pompe / sonde, le gain modulé par la pompe induit un déphasage de la sonde. Ce phénomène est appelé « modulation croisée de la phase » (Cross Phase Modulation - XPM).

L'expression du déphasage est donnée par la relation suivante :

$$\Delta\phi = -\frac{\alpha_H}{2} \frac{\Delta G}{G} \quad (1.21)$$

Ce principe est à la base du fonctionnement des interféromètres non-linéaires, dont le fonctionnement a déjà été présenté, et qui sont largement utilisés pour la régénération active à base d'amplificateurs à semi-conducteurs.

2.3.4 Les interféromètres non-linéaires à base de SOA

Tout d'abord, la caractéristique transmission / phase d'un interféromètre permet d'obtenir une fonction de transfert possédant deux non-linéarités. Nous avons vu qu'avec ce type de fonctions, il devient possible de régénérer les « 1 » et les « 0 » si l'on choisit le bon point de fonctionnement.

Ensuite, avec l'accroissement des débits de transmission (>10 Gbit/s), le temps de recombinaison des porteurs dans le SOA est devenu un facteur limitant⁶⁴. L'introduction d'amplificateurs à semi-conducteurs dans les bras d'un interféromètre va permettre, par modulation croisée de la phase, de produire un déphasage de π correspondant à un taux de compression du gain du SOA de l'ordre de 3 dB.

Il devient possible d'avoir des bons contrastes de sortie sans avoir recours à des modulations importantes du gain. Les temps de recombinaisons sont ainsi diminués et des opérations de traitement du signal supérieures à 10 Gbit/s⁶⁵ sont réalisables.

Le principe de fonctionnement est basé sur le mode différentiel décrit dans la première partie. Nous pouvons alors obtenir des fenêtres de transmission temporelles de largeurs variables. Si la sonde est continue comme sur la Figure 5, nous sommes en fonctionnement 2R. Si par contre nous utilisons une horloge optique comme sonde impulsionnelle, nous sommes en fonctionnement 3R ce qui permet d'avoir un signal non déformé si la fenêtre temporelle est suffisamment large par rapport aux impulsions d'horloge.

L'inconvénient principal de ce type de structure est sa grande sensibilité aux conditions extérieures (les petites variations de longueur de trajet optique vont se traduire par une variation de phase importante).

3 Etat de l'art de la régénération

Nous avons présenté dans ce chapitre la vocation et les grands principes de la régénération du signal dans les systèmes de transmission optique linéaire.

Il existe aussi de nombreuses techniques qui permettent de réaliser de la régénération du signal à différents degrés.

Dans cette partie, nous allons tenter de réaliser un état de l'art des performances des fonctions optiques pour la régénération, en séparant les différents types de régénérateurs et de régénérations.

Pour chaque fonction, nous allons essayer de présenter les performances en système, mais aussi les performances de fonctionnement en terme de taux d'extinction, d'amélioration du rapport signal sur bruit et de pénalité sur le récepteur, et ce pour les travaux les plus récents (les travaux originels ayant déjà été cités).

Ainsi, nous pourrons garder ces valeurs en tête pour les comparer à celles obtenues théoriquement et expérimentalement dans la thèse.

Nous rappelons les deux types de régénérateurs étudiés :

- Les dispositifs actifs consommateurs d'énergie pouvant réaliser différentes opérations de traitement du signal dans les réseaux complexes comme la conversion de longueur d'onde, la conversion de format et bien entendu la régénération du signal.
- Les dispositifs passifs basés sur un principe physique permettant une transmission non-linéaire des données se traduisant par l'amélioration du taux d'extinction.

Nous rappelons aussi les deux types de régénération étudiés :

- Le 2R qui va effectuer une remise en forme des données dans le cadre des transmissions limitées principalement par les dégradations linéaires (accumulation du bruit des amplificateurs optiques).
- Le 3R qui va remettre en forme les données et les resynchroniser dans leur temps bit dans le cadre des transmissions limitées par des dégradations non-linéaires (XPM, FWM) permettant de réduire les effets de gigue temporelle.

3.1 Les dispositifs passifs pour la régénération 2R

L'objectif des études menées sur le sujet est d'obtenir des composants réalisant des opérations d'auto-régénération du signal, transparents au débit des données et surtout de faible coût de production et de fonctionnement (pour une application industrielle).

Nous retiendrons les composants fonctionnant en auto-déclenchement, c'est à dire que la transmission non-linéaire est provoquée par la puissance crête des données (auto-saturation) mais aussi des dispositifs fonctionnant en déclenchement croisé (pompe / sonde) comme le NOLM. Cette configuration sera largement étudiée dans le reste de la thèse puisque c'est sur ce principe que fonctionnent les régénérateurs que nous avons utilisés.

3.1.1 Les absorbants saturables passifs à semi-conducteurs

Le principe de l'absorption excitonique dans les structures semi-conductrices à multi-puits quantiques permet aujourd'hui grâce à différentes techniques d'obtenir des temps de réponse très rapides⁶⁶, et de réaliser ainsi des fonctions optiques pour la régénération du signal à très haut débit⁶⁷.

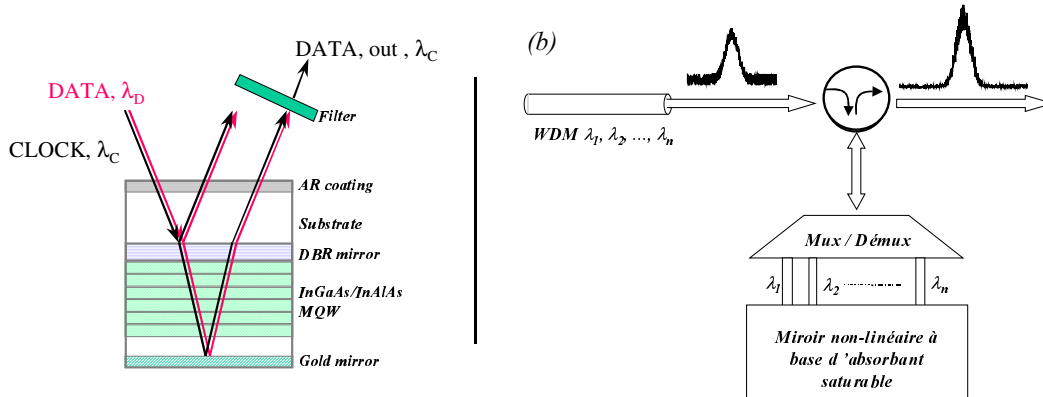


Figure 23 : Principe du miroir non-linéaire à base d'absorbant saturable (a) - Application à la régénération des systèmes WDM (b)

Sur la Figure 23 (a), on présente le miroir non-linéaire constitué par une superposition de puits quantiques dans une cavité verticale⁶⁸. En dessous de P_{sat} , l'absorbant saturable est « bloqué » et le miroir ne transmet pas. Au-dessus, la puissance optique est transmise proportionnellement à la puissance incidente. Cette configuration permet une régénération des « 0 » uniquement puisque ces derniers ne sont pas transmis (réduction du bruit sur les « 0 »⁶⁹). Nous observons aussi une amélioration du taux d'extinction, due au fait que les « 1 » sont mieux transmis que les « 0 ». La performance la plus significative présentent une amélioration de 3 dB du taux d'extinction et une amélioration de 30% de la distance de transmission (à 40 Gbit/s)⁷⁰.

Ce type de fonction optique pour la régénération présente deux intérêts majeurs pour les futurs systèmes de télécommunications à très haut débit. D'une part, la réalisation du miroir non-linéaire maîtrisée, il semble possible de régénérer simultanément plusieurs longueurs d'onde dans les systèmes WDM (on pourra se reporter à la Figure 23 (b)). D'autre part, le composant est complètement intégré et à priori très peu sensible aux variations extérieures.

3.1.2 L'automodulation de la phase dans les fibres

Cette technique est dérivée du principe du filtrage étroit dans le cadre de la modulation synchrone (présenté par Mamyshev⁷¹). Elle est basée sur le décalage en fréquence des « 1 » par rapport aux « 0 » par auto-modulation de la phase dans les fibres non-linéaires possédant une aire effective plus petite que dans les fibres standards (on peut citer les fibres à dispersion décalée réunies sous la norme ITU G653 ou bien les fibres à cristaux photoniques).

Un filtrage sélectif des « 1 » permet une amélioration du taux d'extinction (les « 0 » n'étant que partiellement transmis).

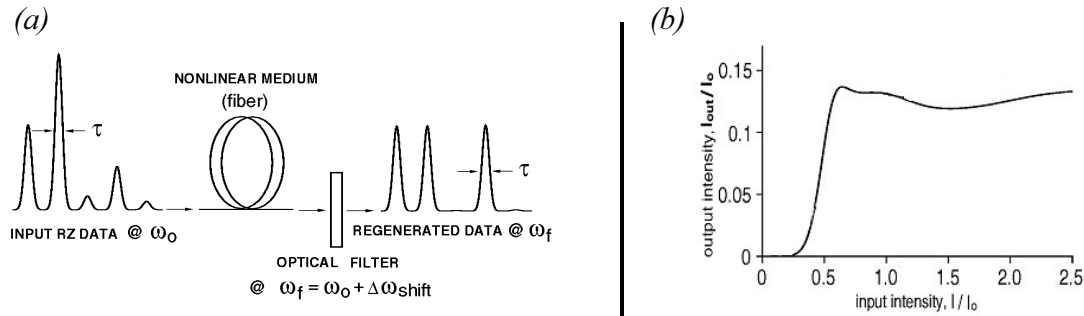


Figure 24 : Principe de fonctionnement du dispositif (a) et fonction de transfert correspondante (b)

Sur la Figure 24 (a), nous avons une représentation temporelle de l'effet de régénération 2R par automodulation de phase. En entrée, les données de forte puissance vont être décalées spectralement de la quantité $\Delta\omega_{shift}$ et vont être transmises au travers du filtre passe bande décalé en fréquence. Ainsi nous pouvons observer la fonction de transfert du dispositif non-linéaire en intensité sur la Figure 24 (b). Plus la puissance crête est importante et meilleure est la transmission dans le filtre. La saturation de la courbe correspond aux puissances crêtes qui vont entraîner un décalage en fréquence trop important (au-delà du filtre) qui ne seront pas transmises.

L'automodulation de la phase est un phénomène très rapide (lié à l'effet Kerr et de l'ordre de 10^{-15} s) ce qui en fait un dispositif très intéressant pour les systèmes de régénération à très haut débit (liaisons point à point terrestres ou sous-marines). Ce type de régénération est insensible à la polarisation. L'inconvénient est qu'une telle technique n'est valable qu'en monocanal.

Une amélioration du taux d'extinction de 3 dB pour une transmission à 40 Gbit/s a été récemment rapportée⁷² avec un tel dispositif. La faiblesse de cette technique est de ne fonctionner qu'avec de très bons taux d'extinction en entrée (pour avoir une discrimination suffisante des données en fréquence) et de nécessiter de très fortes puissances optiques.

3.1.3 La Boucle optique non-linéaire (NOLM)

Le NOLM est un interféromètre non-linéaire⁷³ basé sur l'interféromètre de Sagnac, largement étudié dans la littérature. Dans cette partie, nous nous intéresserons uniquement au NOLM tout fibré possédant une non-linéarité en transmission basée sur l'automodulation de la phase dans les fibres non-linéaires. Le principe de base est présenté sur la Figure 25. Le NOLM est une boucle fibrée réglée par construction sur l'extinction (interférences destructives en sortie). Le signal en entrée (clock pulse) est alors complètement réfléchi.

Si nous injectons un signal intense portant les données dans la boucle (« input signal »), si les impulsions d'horloge et les impulsions de signal coïncident temporellement, il se produit une modulation croisée de la phase sur les « 1 ». Si le déphasage instantané entre les composantes co et contra-propagatives dans le coupleur d'entrée / sortie du NOLM vaut π , tout le signal est transmis en sortie. En filtrant l'horloge en sortie, nous retrouvons les données copiées sur l'horloge (3R) (une conversion de longueur d'onde).

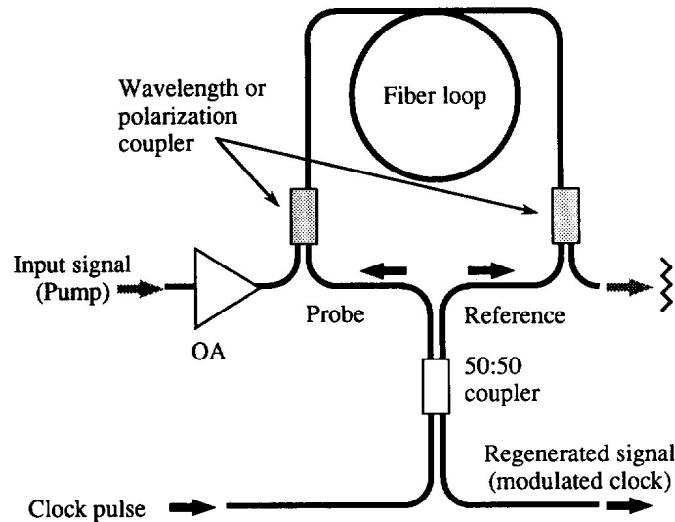


Figure 25 : Architecture du NOLM à fibre pour la régénération

Les applications du NOLM dans le domaine du traitement tout-optique du signal sont diverses : démultiplexage OTDM⁷⁴, régénération à très haut débit (40 Gbit/s)⁷⁵, resynchronisation des données pour les applications de type soliton⁷⁶ ou bien en cascade avec une autre fonction optique régénérative⁷⁷, pour revenir à la longueur d'onde initiale⁷⁸. Dans cette dernière référence, l'amélioration du taux d'extinction après le NOLM est de 10 dB. Tous ces résultats sont donnés pour des NOLM en configuration « transmission ». Le NOLM que nous avons étudié et utilisé, fonctionne lui en configuration « réflexion ». Cette remarque est très importante et sera largement discutée dans le chapitre 3.

3.2 Les dispositifs actifs pour la régénération 2R et 3R

Ces fonctions optiques pour la régénération sont réalisées à partir de composants actifs à semi-conducteurs. Nous avons déjà présenté les caractéristiques dynamiques des amplificateurs à semi-conducteurs qui restent les plus utilisés dans la littérature pour les applications de régénération active. Nous citerons aussi les résultats obtenus avec des modulateurs à électro-absorption (MEA), mais nous allons principalement nous intéresser aux différentes architectures de régénérateur en configuration 2 et 3R.

Nous avons déjà présenté succinctement le principe de l'interféromètre non-linéaire. Dans la littérature, plusieurs types d'interféromètres sont utilisés pour réaliser les fonctions régénératives actives. Nous ne retiendrons que ceux qui ont été étudiés dans un environnement système afin de pouvoir comparer leurs performances.

3.2.1 Les performances des SOA et des MEA

a) Le SOA comme convertisseur de longueur d'onde régénérateur

Nous avons présenté le SOA comme l'élément de base des fonctions optiques pour la régénération que nous allons étudier dans cette thèse. Nous avons déjà présenté les caractéristiques statiques et dynamiques permettant de réaliser un traitement tout-optique du signal.

L'opération de base dans les réseaux dits transparents (à débit d'information par canal variable) est la conversion de longueur d'onde.

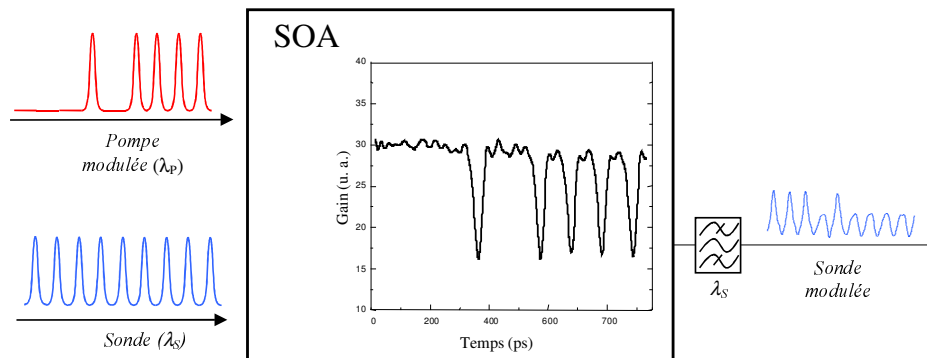


Figure 26 : Principe de la modulation croisée du gain dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs

La Figure 26 présente le principe de la conversion de longueur d'onde par modulation croisée du gain (XGM) dans les SOA. Les données sur la pompe vont moduler le gain du SOA si leur puissance crête est suffisante. La sonde possède une faible puissance optique qui ne va pas moduler le gain du SOA. Nous observons en sortie du SOA la sonde modulée dont le taux

d'extinction va correspondre globalement au taux de compression du gain. On note que l'on peut réaliser cette opération aussi bien avec une sonde impulsionnelle (horloge optique) qu'avec une sonde continue.

Nous ne parlons de régénération que lorsque le signal de sortie (sonde modulée) va présenter une amélioration de certaines caractéristique physiques par rapport à la pompe modulée (en terme de bruit, de taux d'extinction ou de gigue).

La limitation principale du régénérateur à base de SOA est le temps de retour à l'équilibre du gain. L'utilisation de sondes de maintien à la longueur d'onde de la transparence va accélérer la dynamique du gain⁷⁹, mais au détriment de la compression du gain du SOA.

Nous avons typiquement un taux d'extinction de sortie de 6 dB pour une puissance de signal à 10 Gbit/s de 0 dBm dans le SOA (correspond à une compression du gain de 6 dB).

Pour réaliser des opérations de régénération, le taux d'extinction de sortie préconisé est de l'ordre de 9 dB. Pour ce faire, nous pouvons d'ores et déjà présenter la configuration originale que nous avons étudiée pendant la thèse constituée d'un double-étage de SOA (DE-SOA)⁸⁰, qui permet de s'affranchir des faibles modulations du gain du SOA utilisé seul. Aucune étude expérimentale n'a jusqu'ici été réalisée avec cette configuration. Néanmoins, les simulations que nous avons réalisées et présentées dans le chapitre 3 nous donnent une amélioration d'environ 10 dB du taux de compression du double étage par rapport au SOA seul, pour un signal en entrée de 0 dBm.

Un autre technique, plus marginale dans la littérature consiste à utiliser le mélange à quatre ondes hautement dégénéré dans les fibres optiques⁸¹.

b) Le modulateur à électro-absorption (MEA)

Il s'agit de guides optiques constitués de multi-puits quantiques. Le principe de base est l'effet Stark confiné quantiquement (QCSE) qui va atténuer le pic d'absorption excitonique par injection d'un courant électrique transversal aux couches.

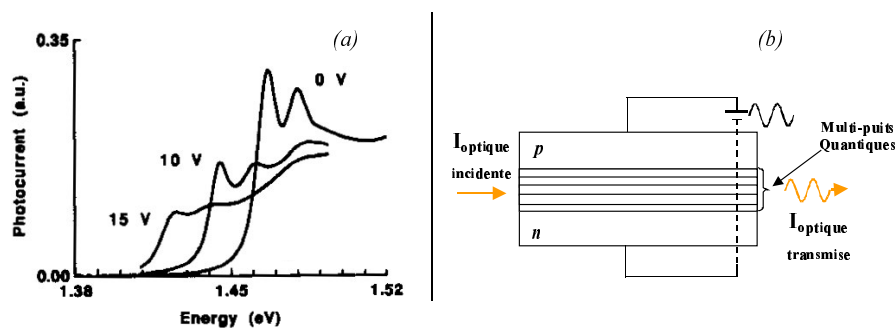


Figure 27 : Principe de modulation en courant de l'absorption (a) – Schéma de principe des modulateurs à électro-absorption (b)

La Figure 27 (a) présente l'atténuation de l'absorption pour trois courants de polarisation. On remarque que plus le courant est important et plus le pic de transmission à 1,465 eV (1,5 μ m) diminue.

La Figure 27 (b) présente la structure de guide d'onde à base de multi-puits quantiques utilisé pour la réalisation de MEA.

Ainsi, une modulation du courant électrique ou de l'intensité optique dans le guide⁸² va permettre de moduler l'absorption et donc entraîner une modulation de la lumière incidente. L'intérêt de ces modulateurs est la dynamique de l'absorption (inférieure à 10 ps) beaucoup plus rapide que celle de la recombinaison des porteurs de charge dans les SOA. On peut dans ces conditions, réaliser des modulations directes à 40 Gbit/s sans pénalité excessive (1,5 dB) et avec un taux d'extinction de sortie supérieur à 15 dB⁸³.

Une transmission à 40 Gbit/s a été réalisée sur 1000 km avec une régénération 3R placée à 500 km. Le régénérateur est constitué de deux MEAs en conversion de longueur d'onde (modulation croisée de l'absorption XAM en configuration pompe / sonde)⁸⁴. Le résultat montre une amélioration de 1,5 dB du facteur Q avec le régénérateur, pour une puissance optique importante (20 dBm en entrée).

3.2.2 Les interféromètres non-linéaires à base de SOA

Comme nous l'avons précédemment décrit, le fonctionnement des interféromètres non-linéaires à deux ondes repose sur la modulation croisée de la phase dans les amplificateurs à semi-conducteurs. Le passage d'une impulsion dans le SOA va ouvrir ou fermer l'interféromètre selon le mode de fonctionnement choisi, pour laisser passer ou non un signal « propre » appelé sonde locale puisqu'elle est générée localement dans la fonction optique non-linéaire.

L'intérêt d'utiliser ces interféromètres non-linéaires est de créer des fenêtres temporelles courtes (de quelques picosecondes) indépendantes de la recombinaison du gain / phase des SOA. Ce mode de fonctionnement est basé sur la différence de phase instantanée entre les bras de l'interféromètre : on a un fonctionnement en mode différentiel.

a) L'interféromètre non-linéaire de Mach-Zehnder

Les deux bras de l'interféromètre sont séparés (structure en parallèle comme dans l'interféromètre de Michelson) ce qui impose l'utilisation de deux SOAs (un sur chaque bras). Nous ne reviendrons pas sur le principe de fonctionnement déjà abordé précédemment mais plutôt sur les performances réalisées.

Appliqué à la régénération tout-optique du signal, ces performances sont très intéressantes puisque l'on rapporte une amélioration de 24 dB de l'OSNR pour une amélioration du taux d'extinction de 10 dB dans une structure intégrée (tout-active) en fonctionnement à 40 Gbit/s⁸⁵.

Un dispositif Mach-Zehnder insensible à la polarisation a été proposé pour des signaux à 84 Gbit/s sur des séquences de $2^{31}-1$ ⁸⁶.

En terme de performances système pour des applications de traitement tout-optique des transmissions terrestres ou très longues distances, une transmission de 4 canaux WDM à 40 Gbit/s a été réalisée sur 10 000 km sans dégradation du signal (du facteur Q), sans conversion de longueur d'onde (modulation synchrone)⁸⁷.

b) L'interféromètre non-linéaire ultra-rapide (UNI)

Il s'agit de l'interféromètre non-linéaire largement étudié dans la littérature. Les deux bras de l'interféromètre sont les deux axes de propagation d'une fibre à maintien de polarisation (PMF). Un seul SOA est nécessaire et la largeur de la fenêtre de transmission est déterminée par le DGD entre les bras. L'interférence est réalisée dans un polariseur polarisé à 45° des axes de propagation de la PMF.

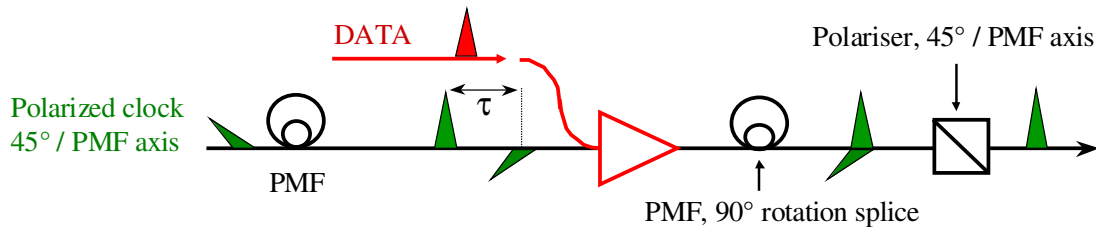


Figure 28 : Principe de fonctionnement de l'UNI

La Figure 28 présente le schéma de principe de l'« Ultrafast Nonlinear Interferometer ». Les impulsions sont séparées en polarisation et elles sont décalées temporellement via une fibre biréfringente (PMF). Une des composantes va voir sa phase modifiée dans le SOA au passage d'une impulsion de donnée (DATA). On resynchronise les impulsions par le même procédé (fibre PMF tournée de 90° pour avoir le retard correspondant). Les interférences sont localisées dans un polariseur d'axe de polarisation à 45° des axes de la fibre PMF.

Ce dispositif peut fonctionner en mode différentiel en utilisant un seul SOA.

Ce type d'interféromètre non-linéaire permet une amélioration du rapport signal sur bruit optique de 15 dB et un taux d'extinction de 8 dB pour un signal à 40 Gbit/s⁸⁸.

La première régénération à 40 Gbit/s a permis une transmission sur 2000 km correspondant à 20 passages dans le régénérateur⁸⁹.

Les résultats montrent bien une stabilisation de la transmission des erreurs à partir d'un certain nombre de passages dans le régénérateur (0,1 dB de pénalité par passage).

c) Le NOLM

Il s'agit de la configuration du NOLM présentée précédemment dans sa version passive, avec comme élément non-linéaire un amplificateur à semi-conducteurs.

La structure reste basée sur le principe du miroir de Sagnac. Un SOA est introduit dans le bras du NOLM⁹⁰. La modulation croisée du gain et de la phase va permettre de commander l'ouverture et la fermeture de l'interféromètre au rythme d'un signal de pompe saturante (qui va compresser le gain), sur le principe du mode différentiel.

La Figure 29 présente le NOLM avec SOA. La pompe qui porte les données va ouvrir et fermer l'interféromètre non-linéaire pour transmettre ou réfléchir la sonde au rythme des données. La fonction de transfert du NOLM, comme le Mach-Zehnder, possède une double non-linéarité permettant une régénération des « 0 » et des « 1 ».

Ce dispositif est assez peu étudié pour la régénération du signal, on notera tout de même des résultats obtenus à 10 Gbit/s en conversion de longueur d'onde pour le NOLM en transmission⁹¹, et à 10 Gbit/s en auto saturation du gain du SOA pour le NOLM en réflexion⁹².

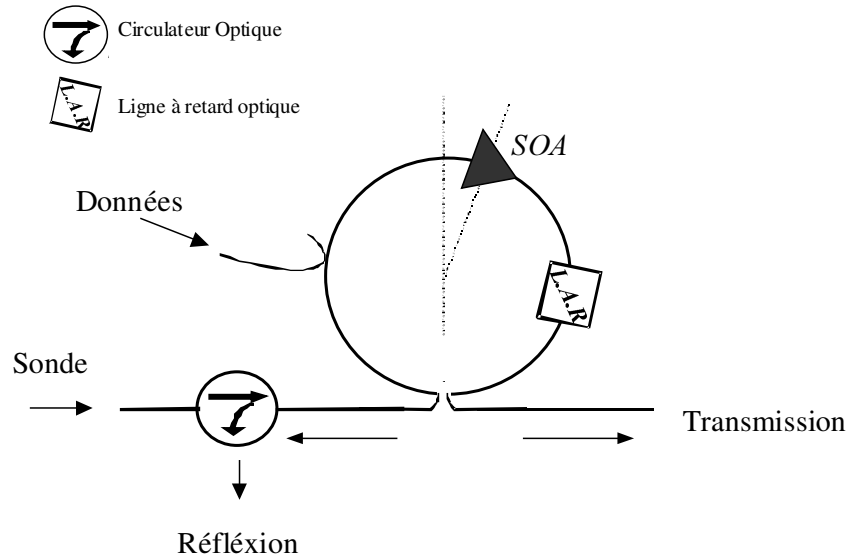


Figure 29 : NOLM avec SOA pour la régénération

d) Les autres interféromètres non-linéaires

A deux ondes, on peut relever une structure intégrée basée sur le principe du NOLM (SIPAS⁹³) permettant d'éviter le filtrage de la pompe en sortie et de travailler sans conversion de longueur d'onde. Cette configuration a été testée en back to back sans erreur à 40 Gbit/s, et semble posséder un grand potentiel en terme d'intégration de fonction de traitement du signal tout-optique. Sur la Figure 30 (a) nous présentons l'architecture du SIPAS pour la régénération 3R.

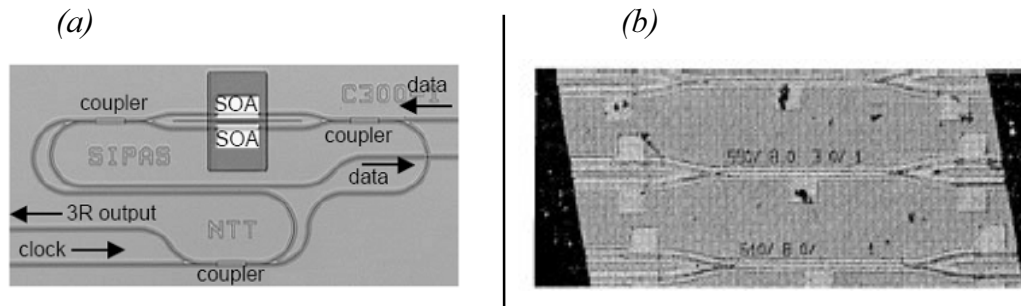


Figure 30 : Autres interféromètres non-linéaires : Le SIPAS (a) et le MMI-SOA (b)

L'originalité du dispositif réside dans l'introduction dans le NOLM d'un interféromètre de Mach-Zehnder intégré réglé en extinction sur les « 1 » des données. Au passage d'un « 0 » de donnée, l'interféromètre devient passant et le NOLM peut fonctionner. En fonction du décalage du MZI par rapport au milieu du bras du NOLM, on va ouvrir une porte de transmission, de durée correspondante (principe de base du NOLM qui sera décrit précisément dans le troisième chapitre). Ce dispositif est complètement intégré et ne nécessite pas de filtrage des données puisque seuls les « 0 » des données sont transmis en sortie du NOLM.

Nous présentons une configuration d'interféromètre non-linéaire à ondes multiples. Il s'agit d'une structure intégrée d'interféromètres multimodes avec un SOA (MMI-SOA). La Figure 30 (b) présente la fonction tout-optique, intégrée, constituée de MMI en entrée et sortie de d'un SOA.

L'ouverture de la fonction est réalisée par modulation croisée de la phase dans le SOA. La phase de la sonde va déterminer la puissance optique en sortie du MMI-SOA. Le dispositif mesure 1,5 μm de long et pourra être facilement intégré pour réaliser une régénération simultanée de plusieurs canaux WDM.

L'autre point fort du MMI-SOA est que les longueurs d'onde de pompe et de sonde sont séparées dans le MMI de sortie ce qui permet de ne pas utiliser de filtre (difficile à intégrer).

La fonction réalise une amélioration du taux d'extinction de 15 dB en sortie⁹⁴ en configuration statique (fonction de transfert). Ce dispositif est très original mais n'a été testé qu'à 10 Gbit/s en format RZ et en back to back. Le résultat donne une amélioration de 1,5 dB du taux d'extinction (avec un taux d'extinction en entrée de 13 dB) en fonctionnement 2R (sonde continue).

Conclusion

Nous avons essayé, dans ce chapitre, de présenter les différents types de régénérateurs, leurs modes de fonctionnement et les atouts qu'ils pouvaient avoir dans les différents contextes d'utilisation.

Nous avons précisé les dégradations subies par le signal dans les transmissions de télécommunications sur fibre optique (uniquement monocanaux).

Nous avons aussi présenté les grands principes de la régénération et fait l'analogie entre le régénérateur « idéal » que peut être le répéteur opto-électronique, et le régénérateur tout-optique qui ne pourra devenir idéal (élimination complète du bruit) que s'il est cascadié.

Dans ce contexte, deux caractéristiques sont importantes pour avoir un régénérateur efficace :

- Une minimisation de la transmission des erreurs présentes sur le signal portant l'information en optimisant la prise de décision optique.
- Une amélioration significative de la qualité physique du signal en améliorant le taux d'extinction et en réduisant le bruit optique.

Ce dernier point est fondamental puisque le signal régénéré doit être au moins d'aussi bonne qualité que le signal en entrée (par exemple, le taux d'extinction devra être suffisant pour être cascadié en boucle à recirculation).

Nous avons réalisé un état de l'art des différents types de régénération et des différents régénérateurs pour pouvoir distinguer des applications potentielles qui leur sont associées.

Nous avons insisté sur le fait que les dispositifs passifs 2R étaient favorables aux transmissions non perturbées par la gigue temporelle. Nous avons aussi décrit la configuration 3R qui correspond au plus haut degré de régénération du signal et qui peut compenser à la fois

gigue temporelle et PMD (limitant les transmissions à très haut débit), grâce à une resynchronisation des données.

Il ressort aussi que les dispositifs basés sur la saturation croisée présentent des caractéristiques de régénération du signal plus complètes puisqu'ils peuvent aussi bien être utilisés en configuration 2R ou 3R.

Nous avons énuméré par ailleurs différentes applications de traitement du signal associées aux fonctions optiques utilisées pour la régénération (démultiplexage temporel, conversion de longueur d'onde...). Nous pouvons penser que l'introduction de fonctions tout-optiques dans les réseaux de télécommunications à très haut débit⁹⁵ devrait passer par une multiplication de leurs fonctionnalités (une autre fonction de traitement du signal tout-optique en plus de la régénération du signal), un développement des composants, une optimisation des architectures et une intégration des fonctions optiques.

Bibliographie du Chapitre 1

-
- ⁶ O. Leclerc, E. Desurvire and O. Audouin « Synchronous WDM soliton regeneration : Toward 80-160 Gbit/s transoceanic systems », *Opt. Fibre. Technol.*, Vol. 3 (2), 1997.
- ⁷ M. Matsumoto and O. Leclerc, « Analysis of 2R regenerator utilising self phase modulation in highly nonlinear fibre », *Electronic Letters*, Vol. 38 (12), 2002
- ⁸ C. Janz, « All-optical signal processing with photonic integrated circuits », *Proc. OFC*, ThF6, 2000
- ⁹ L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon, « Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibres », *Physical Review letters*, Vol. 45 p. 1095, 1980
- ¹⁰ W.S. Lee, Y. Zhu, B. Shaw, D. Watley, J. Homan, C. Fludger, M. Jones and A. Hadjifotiou, « 2.56 Tb/s capacity, 0.8 b/Hz.s DWDM transmission over 120 km NDSF using polarisation-bit-interleaved 80 Gb/s OTDM signal », *Proc. OFC*, TuU1-2, 2001
- ¹¹ H.G. Weber, R. Ludwig, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh, V. Marembert, C. Boerner, S. Ferber, H.J. Ehrke, « 160 Gbit/s TDM-transmission technology », *Proc. ECOC*, Mo.2.1.1., 2002
- ¹² F. Buchali, H. Bülow, W. Baumert, M. Schmidt, K. Schuh, E. Lach, E. Corbel, J. Berger, R. Ludwig, C. Schubert, H.G. Weber, « Adaptive PMD compensation in a 160 Gb/s RZ transmission system using eye monitor feedback », *Proc. ECOC*, We.7.1.3
- ¹³ C. Gosset, G.H. Duan, « Extinction ratio improvement and wavelength conversion on four wave mixing in a semiconductor optical amplifier », *Photonics Technology Letters*, Vol. 13, (2), 2001
- ¹⁴ S. Kawanishi, « Ultra-speed optical time-division multiplexed transmission technology based on optical signal processing », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34 (11), 1998
- ¹⁵ B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, B. Dagens, R. Brenot, B. Thedrez, M. Renaud and O. Leclerc, « Operation margins of SOA-based 3R regenerator for 42,66 Gbit/s ULH transmission systems », *Proc. ECOC*, 2003
- ¹⁶ M. Vaa, B. Mikkelsen, K.S. Jepsen, K.E. Stubkjaer, R. Hess, M. Dülk, W. Voigt, E. Gamper, Gini, P.A. Besse, H. Melchior and S. Bouchoule « Bit-error assessment of 80 Gb/s all-optical demultiplexing by a monolithically integrated Mach-Zehnder interferometer with semiconductor optical amplifier », *Proc. ECOC*, 1997
- ¹⁷ J.P. Sokoloff, P.R. Prucnal, I. Glesk and M. Kane, « A Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexer (TOAD) », *Photonics Technology Letters*, Vol. 5 (7), 1993

-
- ¹⁸ N.S. Patel, K.A. Rauschenbach and K.L. Hall, « 40 Gb/s demultiplexing using an Ultrafast Nonlinear Interferometer (UNI) », *Photonics Technology Letters*, Vol. 8 (12), 1996
- ¹⁹ D.M. Patrick and A.D. Ellis, « Demultiplexing using crossphase modulation-induced spectral shifts and Kerr polarisation rotation in optical fibre », *Electronic Letters*, Vol. 29 (2), 1993
- ²⁰ J. Yu, P. Jeppesen, « Simultaneous all-optical demultiplexing and regeneration of a channel from a 40 Gbit/s OTDM signals based on SP and XPM in dispersion shifted fiber », *Proc. ECOC*, 2000
- ²¹ S. Jensen, G. Khoe, H. de Waardt, M. Heid, S. Spälter, E. Meissner, C. Weiske, A. Schoepflin, « Optimizing the wavelength configuration for FWM-based demultiplexing in a SOA », *Proc. OFC*, THO5, 2003
- ²² K. Shimomura, K. Shimizu, K. Ishida, T. Sugihara and Y. Kobayashi, « A simple optical demultiplexing method using saturable absorption of EA modulator », *Proc. ECOC*, 2000
- ²³ C. Shubert, J. Berger, S. Diez, H.J. Ehrke, R. Ludwig, Uwe Feist, C. Schmidt, H.G. Weber, G. Toptchiyski, S. Randel and K. Peterman, « Comparison of interferometric all-optical switches for demultiplexing applications in high-speed OTDM systems », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20 (4), 2002
- ²⁴ Ch.H. Henry, « Theory of the linewidth of semiconductor lasers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18 (2), 1982
- ²⁵ G. Spüler, L. Krainer, I. Kilburn, M. Dymott, K. Weingarten, R. Paschotta, U. Keller, « Picosecond pulse-generating lasers with repetition rate of 10 GHz and rms timing jitter < 100fs fully tunable over C-band », *Proc. OFC*, TtL2, 2003
- ²⁶ T. Ohno, R. Iga, Y. Kondo, T. Futura, K. Yoshino, H. Ito, « 160 GHz semiconductor mode-locked laser directly driven by an 80 GHz electrical signal », *Proc. OFC*, FF2, 2003
- ²⁷ G. Martin, E. Vergnol, G. Aubin, A. Carengo and A. Ramdane, « Short optical pulse generation at 20 GHz repetition rate using integrated laser-modulators-amplifier », *Proc. ECOC*, 2000
- ²⁸ M. Kuznetsov, « Modeling optical pulse generation using electroabsorption modulators » *Proc. OFC*, WDD59-1, 2001
- ²⁹ J. Dudley, F. Guty, S. Pitois and G. Millot, « Complete characterization of terahertz pulse trains generated from nonlinear process in optical fibers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 37 (4), 2001
- ³⁰ A.T. Clausen, L. Oxenløwe, C. Peucheret, S.N. Knudsen, L. Grüner-Nielsen, A. Bjarklev, H.N. Poulsen, P. Jeppesen, « Novel single / multiple wavelength RZ pulse source based on four wave mixing in newly developed highly non-linear fibre », *Proc. ECOC*, 2000
- ³¹ T. Hashimoto, H. Sotobayashi, K. Kitayama and W. Chujo, « Photonic conversion of OC-48 WDM by supercontinuum generation », *Electronic Letters*, Vol. 36 (13), 2000
- ³² I. Shake, H. Takara, K. Mori, S. Kawanishi and Y. Yamabayashi, « Influence of inter-bit four-wave-mixing in optical TDM transmission », *Electronic Letters*, Vol. 34 (16), 1998

-
- ³³ U. Feiste, R. Ludwig, C. Schbert, J. Berger, S. Diez, C. Schmidt, H.G. Weber, A. Munk, B. Schmauss, « 160 Gbit/s transmission using 160 to 40 Gbit/s OTDM and 40 to 10 Gbit/s ETDM Demux-techniques », *Proc. ECOC*, 2000
- ³⁴ M. Nakazawa, « Tb/s OTDM technology », *Proc. ECOC, Tu L 2 3*, 2001
- ³⁵ G. C. Gupta, K. Fukushi and T. Ogata, « Highly efficient 1Tb/s (20chx20Gb/s)-2000km RZ transmission experiment by suppressing XPM with optimised pulsewidth », *Proc. OFC, TuJ7-1*, 1999
- ³⁶ Y. Frignac, G. Charlet, W. Idler, R. Dishler, P. Tran, S. Lanne, S. Borne, C. Martinelli, G. Veith, A. Jourdan, J.P. Hamaide and S. Bigo, « Transmission of 256 wavelength-division and polarization-division-multiplexed channels at 42.7 Gbit/s (10.2 Tbit/s capacity) over 3/spl time / 100 km of TeraLight /spl trade/ fiber », *Post Dead-line Paper OFC*, 2002
- ³⁷ T. Yamamoto, E. Yoshida, K. Tamura and M. Nakazawa, « 100km transmission of a 640 Gbit/s OTDM using femtosecond Pulses », *Electronics and Communications in Japan, Part 1, Vol. 85 (5)*, 2002
- ³⁸ G. Charlet, E. Cordel, J. Lazaro, A. Klekamp, R. Dischler, P. Tran, W. Idler, H. Mardoyan, A. Konczykowska, F. Jorge, S. Bigo, « WDM transmission at 6 Tbit/s capacity over transatlantic distance, using 42.7 Gbit/s differential phase-shift keing without pulse carver », *Proc. OFC, PDP36*, 2004
- ³⁹ R.J. Essiambre, B. Mikkelsen, G. Raybon, « Intra-channel cross-phase modulation and four-wave mixing in high-speed TDM systems », *Electonic Letters*, Vol. 35 (18), 1999
- ⁴⁰ G.P. Agrawal, « Fiber-optic communication systems », Third Edition, ed. *Wiley-Interscience*, 2002
- ⁴¹ I. Kaminow and T.L. Koch, « Optical fiber telecommunication », Vol. IIIA, ed. *Academic Press*, 1997
- ⁴² P.A. Humblet, M. Azizoglu, « On the bit error rate of lightwave systems with optical amplifiers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9 (11), 1991
- ⁴³ P.V. Mamyshev and N.A. Mamysheva, « Pulse-overlapping dispersion-managed data transmission and intra-channel four wave mixing », *Optics Letters*, Vol. 24 (21), 1999
- ⁴⁴ J.P. Gordon, H.A. Haus, « Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission », *Optics Letters*, Vol. 11 (10), 1986
- ⁴⁵ D. Sandel, F. Wüst, V. Mirvoda, R. Noé, « PMD compensation in a 2x40Gbit/s, 212 km, CS-RZ polarization multiplexed transmission experiment", *Proc. ECOC*, 2001
- ⁴⁶ M. Jinno, M. Abe, « All-optical regenerator based on nonlinear fiber Sagnac interferometer », *Electonic Letters*, Vol. 28 (15), 1992
- ⁴⁷ J.K. Lucek and K. Smith, « All-optical signal régénération », *Optics Letters*, Vol. 18 (15), 1993
- ⁴⁸ T. Sakamoto and K. Kikuchi, « Analyses of all-optical regenerated transmission system using nonlinear interferometric switch », *Photonics Technology Letters*, Vol. 13 (9), 2001
- ⁴⁹ T. Yasui, R. Taakahashi and H. Susuki, « Ultrafast all-optical pattern matching using differential spin excitation », *Proc. ECOC*, 2003

-
- ⁵⁰ G. Theophilopoulos & al, L. Occhi & al, S. Hansmann & al, « 40 GHz all-optical XOR with UNI gate », *Proc. OFC*, 2001
- ⁵¹ R.J. Manning and A.J. Poustie, « 40 GHz all-optical shift register with semiconductor optical amplifiers for switching and feedback », *Proc. OFC*, 2001
- ⁵² T. Her, G. Raybon, C. Headley, « Experimental demonstration of a fiber-based optical 2R regenerator in front of an 80Gbit/s receiver" » *Proc. OFC*, TuH3, 2003
- ⁵³ W. Kuebart, B. Lavigne, M. Witte, G. Veith ; O. Leclerc, « 40 Gb/s transmission over 80 000 km dispersion shifted fiber using opto-electronic-3R regeneration », *Proc. ECOC*, 2003
- ⁵⁴ B. Sartorius, C. Bornholdt, S. Bauer, M. Möhrle, P. Brindel and O. Leclerc, « System application of 40 GHz all-optical clock in a 40 Gbit/s optical 3R regenerator », *Post-deadline paper OFC*, PD11-1, 2001
- ⁵⁵ O. Leclerc, « Contribution à l'étude de la régénération optique dans les systèmes de transmission par solitons », Thèse de Doctorat de l'Université de Nice soutenue le 1^{er} octobre 1998
- ⁵⁶ P. Guerber, « Etude d'un régénérateur 3R optique fondé sur des dispositifs convertisseurs de longueur d'onde à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs à 40 Gbit/s », *Thèse de doctorat de l'ENST*, soutenue le 28 janvier 2002
- ⁵⁷ J-C Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Fève, E. Le Cren, M-L. Charès, « All Optical regeneration techniques », *Ann. Télécommun.*, Vol. 58 (11-12), 2003
- ⁵⁸ P. Öhlen and E. Berglind, « Noise accumulation and BER estimates in concatenated nonlinear optoelectronic repeaters », *Photonics Technology Letters*, Vol. 9 (7), 1997
- ⁵⁹ J-C. Simon, « GaInAsP semiconductor laser optical amplifiers for single-mode fiber communications », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, pp.1941-1955, 1987
- ⁶⁰ H. Kim, J. Lee, I. Yun, S. Kim, H. Shin, J. Kim, S. Hwang and Y. Oh, « A new gain clamped SOA with low noise figure and high saturation output power », *Proc. ECOC*, 2003
- ⁶¹ A. Ehrhardt, M. Eiselt, G. Großkopf, L. Küller, R. Ludwig, W. Pieper, R. Schnabel and H.G. Weber, « Semiconductor laser amplifier as optical switching gate », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11 (8), 1993
- ⁶² R.J. Manning, D.A.O. Davies « Three-wavelength device for all optical signal processing », *Optics Letters*, Vol. 19 (12), 1994
- ⁶³ R. Linke, « Modulation induced transient chirping in single frequency lasers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21 (6), 1985
- ⁶⁴ P.B. Hansen, J.M. Wiesenfeld, G. Eisenstein, R.S. Tucker and G. Raybon, « Repetition-rate dependence of gain compression in InGaAsP optical amplifier using picosecond optical pulses », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25 (12), 1989
- ⁶⁵ L. Billès, J.C. Simon, B. Kowalski, M. Henry, G. Michaud, P. Lamouler and F. Alard, « 20 Gb/s optical 3R regeneration using SOA-based Mach-Zehnder interferometer gate », *Proc. ECOC*, 1997

-
- ⁶⁶ A. Marceaux, S. Loualiche, O. Dehaese and B. Lambert, « High-speed 1.55 μm Fe-doped multiple-quantum-well saturable absorber on InP », *Applied Physics Letters*, Vol. 78 (26), 2001
- ⁶⁷ A. Hirano, H. Kobayashi, R. Tsuda, K. Sato and K. Hagimoto, « 10 Gbit/s all-optical pulses discriminator using a high-speed saturable absorber optical gate », *Proc. ECOC*, 1997
- ⁶⁸ J. Mangeney, G. Aubin, J.L. Oudar, J.C. Harmand, G. Patriarche, H. Choumane, N. Stelmakh and J.M. Loutioz, « All-optical discrimination at 1.5 μm using ultrafast saturable absorber vertical cavity device », *Electronic Letters*, Vol. 36 (17), 2000
- ⁶⁹ M. Tsurusawa, M. Usami, Y. Matsushima, « Demonstration of noise reduction using nonlinear absorption in a semiconductor laser amplifier », *Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5 (3), 1999
- ⁷⁰ D. Rouvillain, F. Segueineau, L. Pierre, P. Brindel, H. Choumane, G. Aubin, J-L. Oudar and O. Leclerc, « 40 Gbit/s optical 2R regenerator based on passive saturable absorber for WDM long-haul transmission », *Proc. OFC*, FD11.1, 2002
- ⁷¹ P.V. Mamyshev, « All-optical data regeneration based on self-phase modulation effects », *Proc. ECOC*, 1998
- ⁷² Y. Su, G. Raybon, R.J. Essiambre, T-H. Her, « All-Optical 2R regeneration of 40 Gb/s signal impaired by intrachannel four-wave-mixing », *Photonics Technology Letters*, Vol. 15 (2), 2003
- ⁷³ N.J. Doran and D. Wood, « Nonlinear-optical loop mirror », *Optics Letters*, Vol. 13 (1), 1988
- ⁷⁴ J. Yu and P. Jeppesen, « Simultaneous all-optical demultiplexing and regeneration on self-phase and cross-phase modulation in a dispersion shifted fiber », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19 (7), 2001
- ⁷⁵ F. Segueineau, B. Lavigne, D. Rouvillain, P. Brindel, L. Pierre and O. Leclerc, « Experimental demonstration of simple NOLM-based 2R regenerator for 42.66 Gbit/s WDM long-haul transmissions », *Proc. OFC* WN4, 2004
- ⁷⁶ S. Bigo, « Traitement de signal tout-optique pour la transmission à très haut débit de solitons par fibre optique », *Thèse de doctorat de l'univ. de Franche-Comté*, soutenue le 2 décembre 1996
- ⁷⁷ M. Jinno, M. Abe, « All-optical regenerator based on nonlinear fiber Sagnac interferometer », *Electronic Letters*, Vol. 28 (15), 1992
- ⁷⁸ J. Yu and P. Jeppesen, « 40 Gb/s wavelength conversion in a cascade of an SOA and a NOLM and demonstration of extinction ratio improvement », *Proc. ECOC*, 2000
- ⁷⁹ J.L. Pleumeekers, M. Kauer, K/ Dreyer, C. Burrus, A.G. Dentai, S. Shunk, J. Leuthold and C.H. Joyner, « Acceleration of gain recovery in semiconductor optical amplifiers by optical injection near transparency wavelength », *Photonics Technology Letters*, Vol. 14 (1), 2002
- ⁸⁰ J-C. Simon, L. Lablonde, I. Valiente, L. Billès and P. Lamouler, « Two-stage wavelength converter with improved extinction ratio », *Postdeadline Paper OFC*, PD15-2, San Jose, 1995
- ⁸¹ E. Ciaramella and S. Trillo, « All-optical signal reshaping via four-wave mixing in optical fibers », *Photonics Technology Letters*, Vol. 12 (7), 2000

-
- ⁸² S. Højfeldt, S. Bischoff, J. Mørk, « All-optical wavelength conversion and signal regeneration using an electroabsorption modulator », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18 (8), 2000
- ⁸³ K. Nishimura, R. Inohara, M. Tsurukawa and M. Usami, « Patterning effect at 40 Gbit/s of wavelength converter utilizing cross-phase modulation in InGaAsP/InP electroabsorption modulator », *Proc. OFC*, TuP27, 2003
- ⁸⁴ T. Otani, T. Miyazaki, S. Yamamoto, « 40 Gb/s optical 3R regenerator using electroabsorption modulators for optical networks », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20 (2), 2002
- ⁸⁵ D. Wolfson, A. Kloch, T. Fjelde, C. Janz, B. Dagens and M. Renaud, « 40 Gb/s all-optical wavelength conversion, regeneration, and demultiplexing in an SOA-based all-active Mach-Zehnder interferometer », *Photonics Technology Letters*, Vol. 12 (3), 2000
- ⁸⁶ Y. Ueno, S. Nakamura and K. Tajima, « Penalty-free error free all-optical data pulse regeneration at 84 Gb/s by using a symmetric Mach-Zehnder-type semiconductor regenerator », *Photonics Technology Letters*, Vol. 13 (5), 2001
- ⁸⁷ O. Leclerc, P. Brindel, D. Rouvillain, B. Dany, R. Brenot, A. Labrousse, A. Coquelin, B. Dagens, « Regenerated 40 Gbit/s long-haul transmission using all-optical SOA-MZI as loss-free synchronous modulation », *Proc. OFC*, WF6-1, 2001
- ⁸⁸ M. Tsurusawa, K. Nishimura, R. Inohara and M. Usami, « Distinct regeneration capabilities of 40 Gbit/s signal impaired with amplitude noise and timing jitter using SOA-based all-optical discriminated switch », *Proc. OFC*, TuN4, 2002
- ⁸⁹ H.J. Thiele, A.D. Ellis, I.D. Phillips, « Recirculating loop demonstration of 40 Gbit/s all-optical 3R data regeneration using a semiconductor nonlinear interferometer », *Electronic Letters*, Vol. 35 (3), 1999
- ⁹⁰ M. Eiselt, W. Pieper, and H. G. Weber, « SLALOM : Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Mirror, *Journal of Lightwave Technology*, Vol.13, pp. 2099-2112, 1995
- ⁹¹ J. Yu, X. Zheng, F. Liu, A. Buxens, P. Jeppesen, « Simultaneous realization wavelength conversion and signal regeneration using a nonlinear optical loop mirror », *Optics Communications*, N°175, pp.173-177, 2000
- ⁹² K. Chan, C-K. Chan, W. Hung, F. Tong and L.K. Chen, « Waveform restoration in semiconductor optical amplifier using fiber loop mirror », *Photonics Technology Letters*, Vol. 14 (7), 2002
- ⁹³ Y. Shibata, N. Kikuchi, S. Oku, T. Ito, H. Okamoto, Y. Kawaguchi, Y. Kondo, Y. Suzuki and Y. Tohmori, « Single-stage all-optical 3R at 40G b/s retaining input wavelength using sagnac interferometer integrated with parallel-amplifier structure (SIPAS) », *Proc. ECOC*, 2002
- ⁹⁴ M.L. Nielsen, J.De Merlier, G. Morthier, R. Baets, « Experimental demonstration of all-optical 2R Regeneration at 10 Gb/s in a novel MMI-SOA based device », *Proc. OFC*, TuN2, 2002
- ⁹⁵ Y. Ueno, « All-optical signal processing for over 100 Gb/s optical TDM networks », *Invited Paper OFC*, TuY1, 2003

Chapitre 2

Caractérisation et remise en forme des
impulsions courtes pour la régénération
tout-optique

Introduction

Ce chapitre est dédié à la génération et à la caractérisation d'impulsions courtes utilisées dans le cadre des techniques de multiplexage optique temporel (O.T.D.M.), et aux techniques de remise en forme d'impulsions.

Nous avons déjà introduit dans le premier chapitre l'importance d'utiliser des sources impulsionnelles à des cadences de répétition élevées⁹⁶ (format de modulation RZ) dans les futurs réseaux nécessitant localement de très hautes capacités.

Ces sources doivent générer des impulsions courtes⁹⁷, extrêmement stables (faible gigue temporelle) et possédant un taux d'extinction suffisant (on peut noter la valeur de taux d'extinction d'au moins 30 dB pour multiplexage de 1 vers 4⁹⁸ et d'une valeur de gigue temporelle inférieure à $1/20^{\text{ème}}$ du temps bit⁹⁹).

La mesure et la caractérisation de ces sources adaptées au multiplexage temporel dans les systèmes visant un débit par canal WDM supérieur à 40 Gbit/s, vont nécessiter des outils précis et simples à mettre en oeuvre pour répondre aux critères d'exigence de l'industrie des télécommunications.

En ce qui concerne la réalisation de ces sources, plusieurs techniques sont utilisées, comme la compression des impulsions dans la fibre¹⁰⁰, ou dans les réseaux de Bragg¹⁰¹. D'autres techniques peuvent modifier l'enveloppe des impulsions via des effets non-linéaires dans les fibres optiques¹⁰² ou dans les amplificateurs à semi-conducteurs¹⁰³.

En ce qui concerne la caractérisation des impulsions, les durées caractéristiques au delà de 40 Gbit/s sont beaucoup plus rapides que celles mesurables avec les photodiodes¹⁰⁴ classiques.

Nous disposons au laboratoire d'un dispositif de photodétection de bande passante 45 GHz. Il ne permet de mesurer que des impulsions de largeur à mi-hauteur supérieures à 14 ps.

Les autres méthodes de mesure de durées d'impulsions, comme les autocorrélateurs non-linéaires ne donnent pas d'information sur la forme de l'enveloppe du fait de la symétrie de la figure d'autocorrélation (il faut émettre une hypothèse sur la forme). L'autre outil de caractérisation généralement utilisé est la caméra à balayage de fente (ou « streak Camera ») qui va permettre de mesurer le forme des enveloppe des impulsions avec une résolution temporelle de quelques picosecondes (typiquement de 2 à 5 ps).

Ces outils restent relativement coûteux et mal adaptés à nos exigences de recherche, c'est pourquoi nous avons développé une méthode originale de caractérisation temporelle des impulsions, basée sur la mesure du contraste interférométrique (M.C.I.).

En ce qui concerne la remise en forme des trains impulsions, la priorité est de minimiser l'interférence entre symboles (ou impulsions successives) qui a pour conséquence une dégradation du signal et de la qualité de la liaison. Il est donc important, au delà de la compression de la largeur à mi-hauteur des impulsions, de réduire leurs piédestaux.

Nous avons aussi étudié le mélange à quatre ondes dans les amplificateurs qui, d'après la théorie sur le sujet, permet une modification notable de l'enveloppe des impulsions et par conséquent, une possible remise en forme des impulsions. La méthode MCI développée au laboratoire va nous permettre à terme, de mesurer les enveloppes des impulsions remises en forme par mélange à quatre ondes.

Dans une première partie, nous allons présenter en détail la méthode MCI, montrer que les résultats obtenus sont originaux et définir le contexte expérimental dans lequel cette technique de mesure donne des résultats encourageants.

Dans une seconde partie, nous présenterons les résultats théoriques et expérimentaux de remise en forme d'impulsions courtes par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs.

1 Caractérisation des impulsions courtes par la méthode de Mesure du Contraste Interférométrique (M.C.I.)

1.1 Introduction

La caractérisation des impulsions courtes se fait dans un premier temps via la mesure de la durée et plus précisément la largeur à mi-hauteur (en anglais, F.W.H.M. pour « full width at half maximum »). Les dispositifs généralement utilisés pour caractériser des impulsions sont les autocorrélateurs¹⁰⁵ et systèmes FROG, les streak-cameras¹⁰⁶, possèdent des résolutions temporelles allant de la picoseconde à la dizaine de femtosecondes. En ce qui concerne la mesure directe des signaux, il existe des techniques d'échantillonnage opto-électroniques ultra rapides, permettant la mesure de diagrammes de l'œil avec une résolution temporelle inférieure à la picoseconde^{107,108}. Dans le contexte du traitement tout-optique du signal, il est parfois nécessaire d'avoir accès à la forme de l'impulsion. Pour le multiplexage temporel (O.T.D.M.), le piédestal d'une impulsion peut se trouver dans le temps bit de l'impulsion voisine. Ce cas de figure va générer un bruit d'interférence ou de battement, issu du battement cohérent ou incohérent des deux signaux multiplexés.

Nous pouvons définir l'origine des bruits optiques associés à ce principe :

Soit le champ total $E_T = E_1.e^{i(\omega_1.t+\varphi_1(t))} + E_2.e^{i(\omega_2.t+\varphi_2(t))}$

- Si $\varphi_1 - \varphi_2$ est déterministe (stable), on parle d'un battement cohérent si $\omega_1 \neq \omega_2$ et d'interférences si $\omega_1 = \omega_2$.
- Si $[\varphi_1 - \varphi_2](t)$ est aléatoire, on parle d'un bruit de battement.

Les méthodes basées sur l'autocorrélation des signaux vont donner par définition une trace symétrique qui va tronquer l'information sur le piedestal des impulsions. Nous pouvons citer une technique originale basée sur l'intercorrélacion de l'impulsion à caractériser avec une impulsion plus courte via la mélange à quatre ondes dans les SOA¹⁰⁹.

La méthode qui a été développée au laboratoire, durant la thèse, va permettre d'avoir accès à cette information grâce à la mesure de la largeur et de la forme de son enveloppe.

Cette mesure est donc plus complète que celles classiquement utilisées pour caractériser les impulsions courtes de durée inférieure à la réponse temporelle des photodiodes rapides. Nous mesurons directement l'enveloppe des impulsions avec une précision pouvant être inférieure à la picoseconde. Nous pourrions ainsi caractériser les transmissions optiques à très haut débit (supérieures à 40 Gbit/s) en mesurant l'évolution de la forme des impulsions tout au long de la transmission.

1.2 Le principe de la méthode MCI

Cette mesure est basée sur la mesure du bruit sur les interférences produites par la superposition de deux impulsions issues d'un même train, donc de forme identique, mais décorréliées temporellement.

Sa mise en œuvre passe par la séparation en deux trains d'impulsion du train initial, la décorrélation d'un train par rapport à l'autre d'un temps T , puis la recombinaison des trains décorrélés et la détection du bruit de battement. Nous pouvons déjà nous reporter au dispositif expérimental présenté sur la Figure 31.

Nous allons utiliser les principes suivant :

- Le recouvrement des impulsions décorréliées va générer un bruit de battement.
- L'amplitude du bruit dépend de l'intensité de l'impulsion.
- Lorsque l'on décale temporellement une impulsion par rapport à l'autre d'une quantité $\tau \ll T$, l'amplitude du bruit de battement varie.

Ainsi, à partir de la mesure du contraste du bruit, nous allons pouvoir retrouver la forme des impulsions et déterminer leur largeur temporelle.

a) Le principe théorique de la méthode

Nous définissons alors l'expression du contraste interférométrique sur lequel se base le principe théorique de la mesure MCI :

Nous exprimons dans un premier temps les interférences sans se soucier du filtrage, en fonction du décalage séparant les impulsions (l'influence du filtrage dans les équations sera étudiée dans la partie suivante) :

$$I(t, \tau) = E_1(t) \times E_1(t)^* + E_2(t, T + \tau) \times E_2(t, T + \tau)^* + 2\sqrt{E_1(t) \times E_1(t)^* E_2(t, T + \tau) \times E_2(t, T + \tau)^*} \cdot \cos(\Delta\phi(t, \tau)) \quad (2.1)$$

$E_1(t)$ est l'impulsion de référence.

$E_2(t, T + \tau)$ l'impulsion décalée de $T + \tau$ par rapport à la référence.

$\Delta\phi(t, \tau)$ est le déphasage instantané entre les deux impulsions.

Le déphasage a trois origines différentes :

i- $\Delta\phi_{\text{initiale}}$ la différence de phase initiale entre les impulsions :

$\Delta\phi_{\text{initiale}} = 0$ si le signal est cohérent (la différence de marche de l'interféromètre est nulle c'est à dire que $T = 0$), l'impulsion de référence et l'impulsion décalée sont générées par la même

impulsion laser (par exemple, un laser « Q-déclenché » va « s'éteindre » entre deux impulsions successives si la modulation descend en dessous du seuil laser. Entre deux impulsions successives, le terme de phase initiale est théoriquement différent

$\Delta\phi_{\text{initiale}} \neq 0$ si la différence de marche de l'interféromètre correspond à un multiple du taux de répétition des impulsions ($T = N \cdot T_{\text{rep}}$). L'interféromètre est alors incohérent et le bruit observé est généré par le battement entre les deux impulsions.

ii- $\Delta\phi_{\text{ext}}$ le déphasage issu de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Cette variation de l'ordre de la longueur d'onde est provoquée par le biais des contraintes extérieures sur la fibre (ses variations sont lentes, de l'ordre de grandeur de la milliseconde).

iii- $\Delta\phi_{\text{chirp}}$ est le déphasage instantané entre les impulsions, il est généré par le « chirp » de l'impulsion (cette notion sera elle aussi étudiée plus loin dans les limitations de la méthode de mesure). Ce terme de « chirp » est déterministe puisqu'il traduit l'effet de la modulation sur les composantes spectrales du laser. Ainsi, chaque mode constituant une impulsion, possède une relation de phase déterministe avec les autres modes de l'impulsion.

Pour un temps suffisamment long, ce terme de phase total $\Delta\phi(t, \tau)$ doit varier entre 0 et 2π . Pour réaliser cette condition il faut prendre le cas de l'interféromètre incohérent. Le déphasage initial va varier pour chaque impulsion (cette condition va dépendre du type de source utilisée mais reste vraie pour les lasers à gain modulé que nous avons utilisés au laboratoire) et si le temps de mesure est suffisamment long, va décrire effectivement 2π .

En conséquence on peut écrire les enveloppes des interférences :

$$I_{\text{max}}(t, \tau) = E_1(t).E_1(t)^* + E_2(t, \tau).E_2(t, \tau)^* + 2\sqrt{E_1(t).E_1(t)^* E_2(t, \tau).E_2(t, \tau)^*} \quad (2.2)$$

$$I_{\text{min}}(t, \tau) = E_1(t).E_1(t)^* + E_2(t, \tau).E_2(t, \tau)^* - 2\sqrt{E_1(t).E_1(t)^* E_2(t, \tau).E_2(t, \tau)^*} \quad (2.3)$$

$I_{\text{max}}(t, \tau)$ et $I_{\text{min}}(t, \tau)$ correspondent aux enveloppes des interférences pour des impulsions décalées de τ .

Si nous faisons la mesure dans la fenêtre de l'histogramme, nous pouvons intégrer l'intensité sur la largeur temporelle de la fenêtre (intégration en t autour de $t = 0$) :

Alors, le contraste ne dépend plus que de la valeur du délai τ entre les deux impulsions:

$$C(\tau) = \frac{I_{\text{max}}(\tau) - I_{\text{min}}(\tau)}{I_{\text{max}}(\tau) + I_{\text{min}}(\tau)} \quad (2.4)$$

Soit le contraste interférométrique :
$$C(\tau) = \frac{2\sqrt{E_1.E_1^* . E_2(\tau).E_2(\tau)^*}}{E_1.E_1^* + E_2(\tau).E_2(\tau)^*}$$

Le rapport des intensités des impulsions décalées :
$$R(\tau) = \frac{E_2(\tau).E_2(\tau)^*}{E_1.E_1^*} = \frac{I_2(\tau)}{I_1}$$

Ce rapport change avec le contraste pour $R(\tau) > 0$.

$$R(\tau) = \left[\left(\frac{1}{C(\tau)} \right) - \left(\frac{1}{C^2(\tau)} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \quad (2.5)$$

Nous pouvons théoriquement remonter à la forme complète de I_2 pour si nous considérons I_1 constant (c'est le cas si la mesure est faite par rapport à une référence correspondant en pratique à garder en $t = 0$ le maximum de l'impulsion I_1).

$$C(\tau) = \sum_{i=-B}^{+B} C_i(\tau) \text{ pour } B \text{ le nombre de valeurs du contraste mesurées (nombre d'échantillons)}$$

Nous pouvons reconstituer théoriquement l'enveloppe de l'impulsion $I_2(t)$.

b) Le dispositif expérimental de la méthode

Il se compose d'un interféromètre de type Mach-Zehnder fibré possédant une ligne à retard optique sur un des bras et un dispositif de mesure temporelle composé d'une photodiode et d'un oscilloscope à échantillonnage rapide (Figure 31).

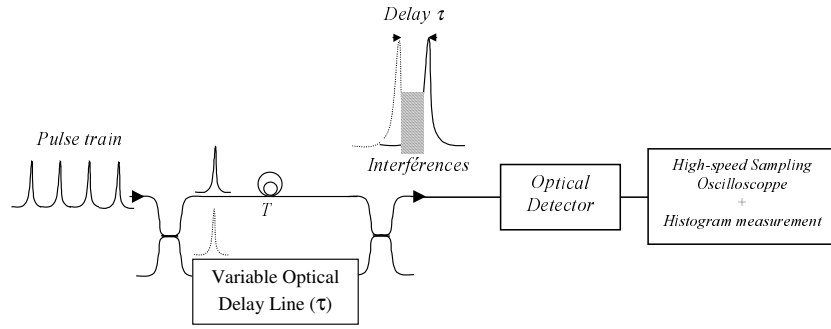


Figure 31 : Dispositif expérimental de Mesure du Contraste Interférométrique

Le principe de la mesure est le suivant :

On distingue un interféromètre à deux ondes de type Mach-Zehnder constitué de deux coupleurs à maintien de polarisation.

- une fibre de décorrélation permet de décaler les impulsions en sortie d'un temps T . Pour mesurer un bruit de battement, T doit être supérieur au temps de cohérence des impulsions (qui va dépendre du type de laser utilisé).
- la ligne à retard optique (Variable Optical Delay Line) permet de faire varier le chemin optique d'un bras par rapport à l'autre d'une quantité τ .
- un système de détection constitué d'une photodiode et d'un oscilloscope à échantillonnage.

Pour un décalage temporelle déterminé entre les impulsions en sortie de l'interféromètre, nous mesurons l'enveloppe du bruit interférométrique généré par le recouvrement des deux enveloppes. Les interférences obtenues ont été simulées dans un souci de compréhension du principe de mesure.

Dans la suite, nous n'allons plus considérer T est constant et différent de 0.

Le résultat est présenté sur la Figure 32.

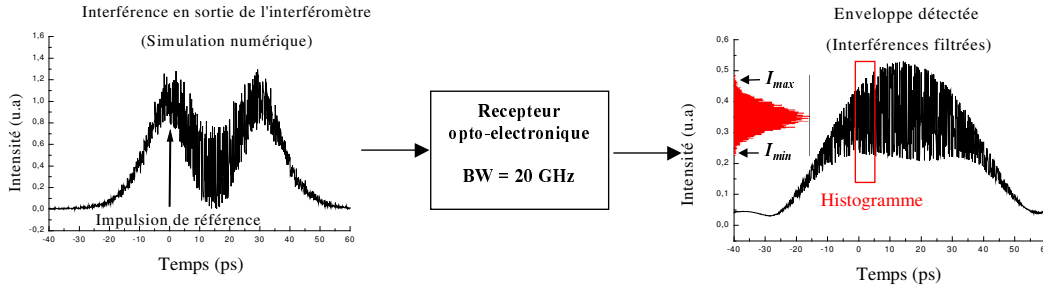


Figure 32 : Simulation du principe de Mesure du Contraste Interférométrique pour $\tau = 20\text{ps}$

Nous distinguons sur la figure de gauche, du bruit d'interférences optiques provoqué par la superposition des impulsions. Sur la figure de droite, nous observons la transformation du bruit après le dispositif de détection en fonction de la bande passante du détecteur.

L'expression des interférences non filtrées (avant le récepteur) est la suivante:

$$I(t) = E_1(t) \times E_1(t)^* + E_2(t) \times E_2(t)^* + 2\sqrt{E_1(t) \times E_1(t)^* E_2(t) \times E_2(t)^*} \cdot \cos(\Delta\phi(t)) \quad (2.6)$$

L'expression des interférences filtrées (après le récepteur de réponse impulsionnelle $h(t)$) est :

$$I_f(t) = I(t) * h(t)$$

Pour un délai τ entre les deux impulsions, on mesure dans la fenêtre de l'Histogramme, le niveau supérieur et inférieur de l'enveloppe des interférences (respectivement I_{max} et I_{min}). Nous en déduisons la valeur du contraste interférométrique qui va permettre de remonter à la forme et à la durée de l'impulsion incidente.

Nous noterons les remarques suivantes concernant le matériel à utiliser ainsi que les précautions expérimentales à respecter pour réaliser la mesure :

Grâce à la rapidité de l'échantillonnage (40 GHz sur le CSA 803 de Tektronix), on peut visualiser la totalité de l'enveloppe des interférences. Si le déphasage $\Delta\phi(t)$ décrit une variation de 0 à 2π , tous les états d'interférence vont être superposés sur la trace.

Grâce à la fonction « Histogramme » de l'oscilloscope, on peut mesurer les niveaux d'intensité de l'enveloppe filtrée dans une fenêtre temporelle de quelques picosecondes. Nous rappelons que cette fonction présente sur les oscilloscopes à échantillonnage, permet de réaliser une superposition des signaux pendant un temps défini par l'opérateur et d'en déduire (dans une fenêtre temporelle définie aussi par l'opérateur) la distribution statistique en intensité des signaux.

La mesure du contraste se fait dans une fenêtre de largeur T_h centrée autour de $t = 0$, la position du maximum de l'impulsion de référence.

La distribution de l'intensité dans la fenêtre de mesure de l'histogramme est mesurée avec un intervalle de confiance supérieur à 99% ($3.\sigma_{\text{RMS}}$) pour décrire précisément toute l'enveloppe.

1.3 Modélisation de la méthode MCI

Nous reprenons l'expression théorique des interférences et l'adaptions aux conditions expérimentales.

Nous ne considérons que le cas où l'interféromètre est incohérent, les équations précédentes traduisent alors le bruit de battement dans le détecteur. Les grandeurs I_1 et I_2 correspondent alors à aux intensités électriques.

Dans un premier temps, nous allons considérer l'effet du filtrage sur la mesure du contraste. Nous allons regarder pour quel type d'impulsion et de système de détection la méthode peut être utilisée.

1.3.1 Influence du filtrage sur la mesure du contraste

Nous allons définir maintenant l'expression de la fonction de transfert d'un récepteur opto-électronique :

En première approximation, nous pouvons représenter la réponse électrique d'une photodiode par la réponse d'un circuit électronique de type RC de bande passante $B_{RC} = 1 / (2\pi \cdot t_{\text{reponse}})$:

La bande passante du récepteur est :

$$B_{\text{récepteur}} = \frac{1}{2\pi T_{\text{récepteur}}}, \text{ avec}$$

$$T_{\text{récepteur}} = \sqrt{(T_{\text{Photodiode}})^2 + (T_{\text{Oscilloscope}})^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{2\pi \cdot B_{\text{Photodiode}}}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\pi \cdot B_{\text{Oscilloscope}}}\right)^2}$$

Nous pouvons facilement négliger la réponse temporelle de l'oscilloscope devant celle de la photodiode (nous conservons celle qui a le temps de réponse le plus long qui va limiter la réponse globale du système de détection)

Pour exprimer la fonction de transfert du récepteur, nous pourrions utiliser un filtre de Butterworth d'ordre k :

$$F^k(\nu) = \left[\frac{1}{1 + j \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{2k}} \right]$$

La Figure 33 présente l'action du filtrage (Butterworth d'ordre 2) sur la mesure d'une impulsion initiale très courte (1,5 ps de largeur à mi-hauteur).

En faisant varier la bande passante, nous observons d'une part la largeur de la réponse (quasi-impulsionnelle) et les limites de la mesure directe (avec un photo-récepteur de ce type).

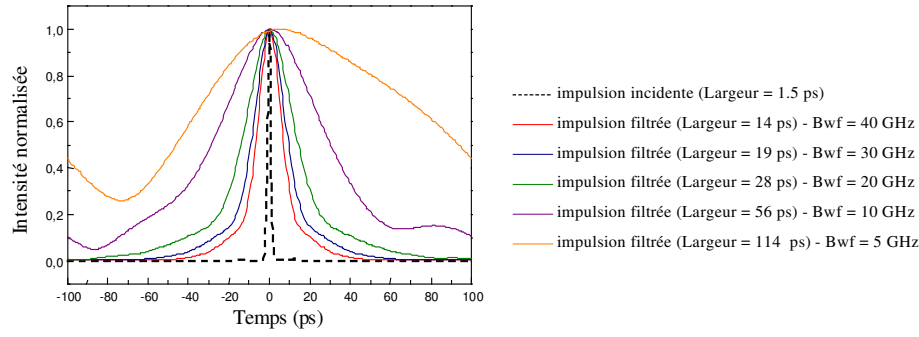


Figure 33 : Caractérisation de la réponse du filtrage d'une impulsion simulée en fonction de sa bande passante

La détection va donc correspondre à un filtrage spectral des composantes du signal d'interférences.

Nous reprenons l'expression des interférences électriques filtrées par la réponse impulsionnelle $h(t)$ du filtre (on a $I_i(t) = E_i(t) \times E_i^*(t)$):

$$I_f(t, \tau) = \{I_1(t) + I_2(t, \tau) + 2\sqrt{I_1(t) \times I_2(t, \tau)} \cdot \cos[\Delta\phi(t, \tau)]\} * h(t)$$

La distributivité du produit de convolution nous donne :

$$I_f(t, \tau) = \{I_1(t)\} * h(t) + \{I_2(t, \tau)\} * h(t) + \{2\sqrt{I_1(t) \times I_2(t, \tau)} \cdot \cos[\Delta\phi(t, \tau)]\} * h(t) \quad (2.7)$$

La fonction histogramme de l'oscilloscope peut être représentée comme une mesure cumulative dans le temps des interférences électriques filtrées.

$$I_H(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_f(t, \tau) \cdot dt = A_1(\tau) + A_2(\tau) + A_{1,2}(\tau)$$

La largeur temporelle de la fonction histogramme est T_h . La convolution peut être limitée à cette fenêtre temporelle.

$$\text{On pose } A_1(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} [\{I_1(t)\} * h(t)] \cdot dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\frac{T_h}{2}}^{\frac{T_h}{2}} I_1(t) \cdot h(u-t) \cdot du \right] \cdot dt = K \cdot \langle I_1 \rangle \quad (2.8)$$

K est la constante de normalisation de la réponse impulsionnelle h du filtre et $\langle I_1 \rangle$ est la moyenne temporelle du signal (pour un temps de mesure T), c'est à dire la valeur la plus probable de la distribution sur I_1 . Nous pouvons nous affranchir de l'effet du filtrage si nous nous plaçons dans les conditions suivantes :

La réponse temporelle du signal filtré est constante dans la fenêtre de l'histogramme. Par exemple, pour une photodiode de bande égale à 20 GHz, la largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle du filtre est supérieure à 50 ps. Nous estimons qu'il faut faire la mesure dans une fenêtre inférieure ou égale à 5 ps. $h(t)$ étant une constante dans la fenêtre de l'histogramme, on peut la sortir de l'intégrale.

Pour le second terme, nous suivons le même principe :

$$A_2(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} [I_2(t, \tau) * h(t)] . dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\frac{T_h}{2}}^{\frac{T_h}{2}} I_2(t, \tau) . h(u-t) . du \right] . dt = K . \langle I_2(\tau) \rangle \quad (2.9)$$

Ainsi que pour le terme croisé :

$$A_{1,2}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\left\{ 2\sqrt{I_1(t) \times I_2(t, \tau)} \cdot \cos[\Delta\phi(t, \tau)] \right\} * h(t) \right] . dt = K \left\langle 2\sqrt{I_1 \times I_2(\tau)} \cdot \cos[\Delta\phi(\tau)] \right\rangle \quad (2.10)$$

Nous nous intéressons aux enveloppes, c'est à dire aux valeurs maximum et minimum du cosinus du déphasage entre les impulsions.

S'il n'y a aucune relation de phase entre les impulsions (signal incohérent), le déphasage va varier pendant la mesure de l'histogramme entre 0 et 2π de manière parfaitement aléatoire, décrivant un cosinus borné entre -1 et +1. Nous verrons plus loin dans quelles conditions cette approximation est justifiée.

L'expression des enveloppes filtrées est la suivante :

$$\begin{aligned} I_f^{\max}(\tau) &= A_1(\tau) + A_2(\tau) + \max[A_{1,2}(\tau)] = K . \left(\langle I_1 \rangle + \langle I_2(\tau) \rangle + \left\langle 2\sqrt{I_1 \times I_2(\tau)} \right\rangle \right) \\ I_f^{\min}(\tau) &= A_1(\tau) + A_2(\tau) + \min[A_{1,2}(\tau)] = K . \left(\langle I_1 \rangle + \langle I_2(\tau) \rangle - \left\langle 2\sqrt{I_1 \times I_2(\tau)} \right\rangle \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Selon le principe de la mesure du contraste des interférences, nous déduisons l'expression du contraste filtré

$$C_f(\tau) = \frac{I_f^{\max}(\tau) - I_f^{\min}(\tau)}{I_f^{\max}(\tau) + I_f^{\min}(\tau)} = \frac{2K . \left\langle 2\sqrt{I_1 \times I_2(\tau)} \right\rangle}{2K . \left\{ \langle I_1 \rangle + \langle I_2(\tau) \rangle \right\}} = C(\tau) \quad (2.12)$$

Dans ces conditions, l'influence du filtrage sur la mesure expérimentale du contraste interférométrique pourra être négligée.

Avec cette technique, nous pourrions retrouver aussi la forme des impulsions filtrées avec le rapport des intensités moyennées :

$$R(\tau) = \frac{\langle I_2(\tau) \rangle}{\langle I_1 \rangle}$$

Le principal intérêt de la méthode réside dans le fait que l'influence du filtrage est d'autant moins importante que la réponse impulsionnelle du filtre est grande, c'est à dire que la bande passante est petite.

Cette technique va permettre de mesurer des impulsions très courtes avec des photodiodes possédant un temps de réponse lent.

Dans le cas où l'on utilise un détecteur rapide (large bande passante), l'approximation n'est plus justifiée mais la rapidité du détecteur permet de réaliser une mesure directe et la méthode ne présente plus d'intérêt.

1.3.2 Résultats de la modélisation et limitations théoriques de la méthode

La modélisation du principe de mesure a été appliquée à des impulsions possédant une enveloppe du type sécante hyperbolique¹¹⁰.

La densité spectrale de bruit optique et électrique possède une statistique gaussienne en première approximation¹¹¹.

c) Pour des impulsions isolées (faible taux de répétition)

La Figure 34 présente le résultat de la simulation de la M.C.I. sur la mesure de la forme de l'enveloppe. L'impulsion incidente possède volontairement un piédestal afin de mettre en évidence la capacité de cette méthode à restituer l'information sur l'enveloppe.

Pour toutes les simulations, nous avons pris une résolution de 1 ps pour la ligne à retard optique et une fenêtre d'histogramme de 5 ps. Ces conditions sont celles recommandées pour l'expérience.

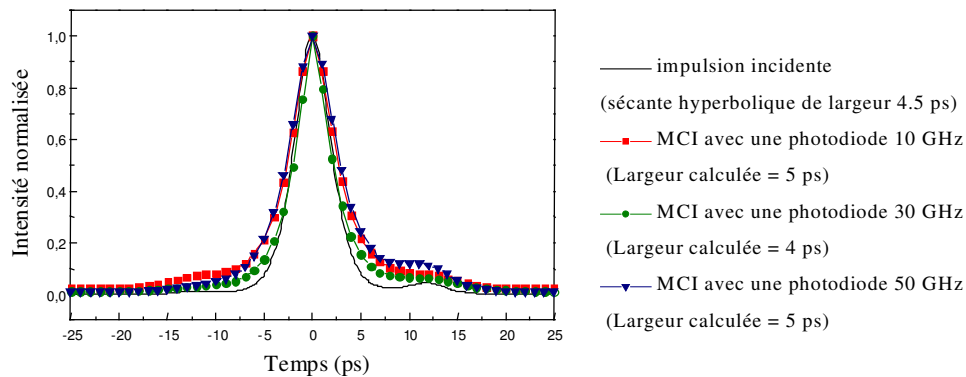


Figure 34 : Résultats théoriques de la méthode MCI sur la forme des impulsions

Ce résultat montre que l'information sur l'enveloppe est conservée. Nous notons par ailleurs que la bande passante du filtre utilisé pour la mesure va jouer sur l'intensité du piédestal. Plus la réponse impulsionnelle du filtre est lente (i.e. MCI pour une bande passante du récepteur de 10 GHz) et plus elle va avoir tendance à lisser les petites variations de contraste. Par contre pour des réponses rapides, les faibles variations sont mieux détectées (i.e. MCI pour une bande passante du récepteur de 30 GHz) et l'approximation est encore justifiée. Par contre pour une réponse plus rapide (i.e. MCI pour une bande passante du récepteur de 50 GHz) l'approximation n'est plus justifiée et la mesure devient moins bonne.

On peut d'ores et déjà insister sur l'importance du choix de la bande passante pour cette méthode de mesure.

La Figure 35 simule la largeur des impulsions obtenues avec la méthode MCI pour différentes largeurs de l'impulsion incidente et pour différentes bandes passantes de filtrage opto-électronique.

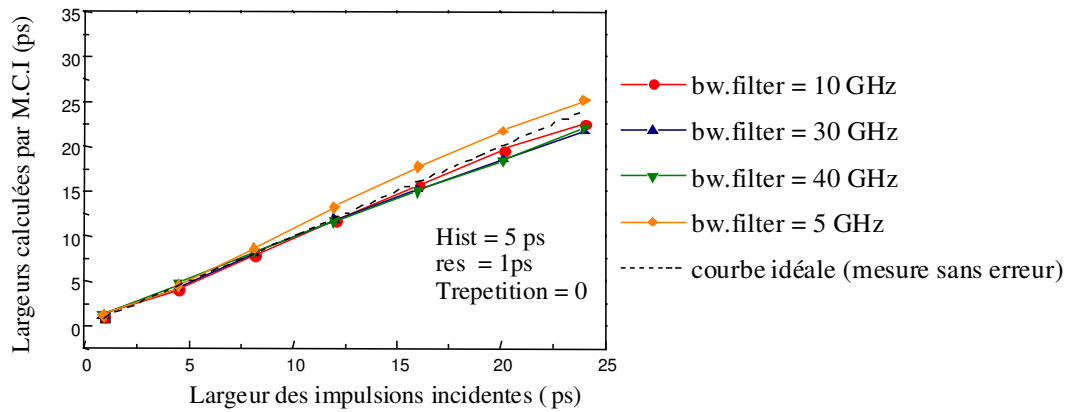


Figure 35 : Efficacité de la MCI en fonction de la bande passante du détecteur

Nous observons sur la courbe que globalement, la méthode MCI permet de mesurer des largeurs d'impulsion avec une précision inférieure à 10% par rapport à la largeur réelle. En outre, plus l'impulsion est courte et meilleure est l'incertitude de mesure (indépendamment de la bande passante du détecteur utilisé). Nous pouvons noter que plus l'impulsion est courte et plus la mesure MCI sera précise.

d) Pour un train d'impulsions à 10 GHz

Nous avons simulé la mesure MCI pour un train d'impulsion incidente. Jusqu'ici nous avons pris des impulsions isolées.

Pour un filtrage de bande passante inférieure à 10 GHz le modèle de la méthode MCI n'est plus valable puisque qu'il ne tient compte que de la superposition de deux impulsions.

Si le détecteur intègre le battement de plusieurs symboles successifs d'un même train, il faudrait rajouter des termes dans l'expression des interférences.

Cette limitation est présentée sur la Figure 36. Elle met en évidence le cas « a priori » défavorable de la méthode MCI lorsque la réponse temporelle est supérieure au taux de répétition de la source.

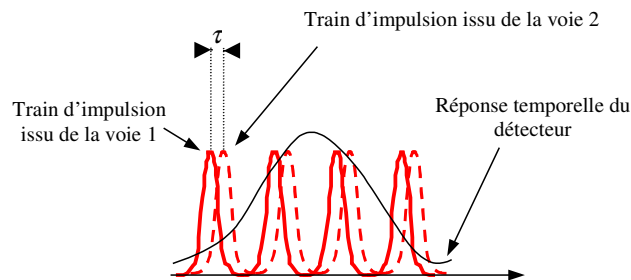


Figure 36 : Limitation de la méthode : Taux de répétition / temps de réponse du détecteur

Les résultats obtenus pour des trains d'impulsion à 10 GHz sont présentés sur la Figure 37. Ils montrent encore que le choix de la bande passante du filtre n'est pas trivial et qu'il faut l'adapter à la durée de l'impulsion à mesurer.

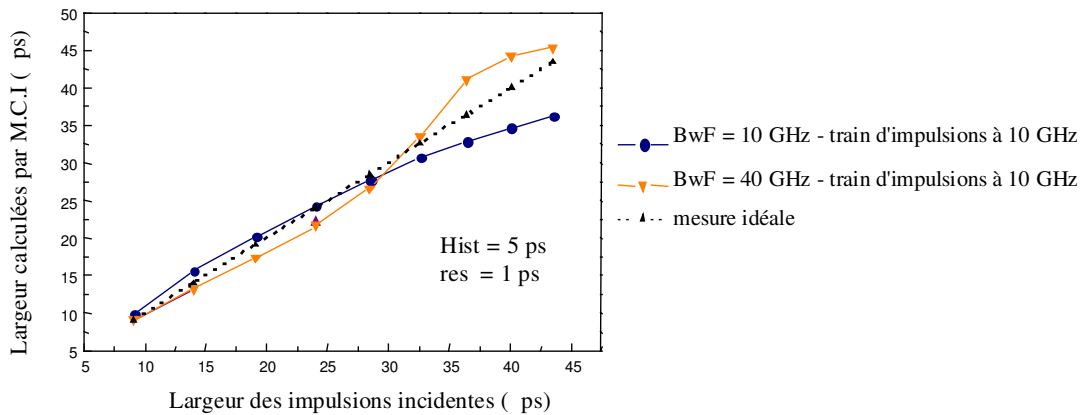


Figure 37 : Résultat de la simulation pour un train d'impulsions à 10 GHz

Ces résultats mettent en évidence que l'utilisation d'un détecteur de réponse impulsionnelle de l'ordre de grandeur du taux de répétition de la source n'est pas pénalisant. (résultat avec un détecteur 10 GHz pour un train d'impulsion à 10 GHz).

D'autre part, une autre limitation de la méthode MCI apparaît sur la courbe présentant les simulations avec un détecteur à 40 GHz. Plus l'impulsion est large devant la réponse du détecteur (40 GHz correspond à une réponse impulsionnelle de 14 ps) et moins la mesure sera correcte.

Cette comparaison montre que la méthode ne va pas bien fonctionner avec une photodiode trop rapide pour des impulsions larges. L'approximation utilisée dans la méthode, concernant la réponse impulsionnelle du filtre, qui doit être constante dans la fenêtre de l'histogramme, n'est plus valable. K ne peut plus être pris comme une constante. Cette limitation n'est pas pénalisante pour la méthode de mesure, puisqu'à partir de 40 GHz de bande pour la photodiode, nous pouvons mesurer directement des impulsions de 20 ps de largeur temporelle.

Nous pouvons aussi constater que pour un train d'impulsions à 10 GHz, l'utilisation d'un détecteur de bande passante 10 GHz ne donne de bon résultats que pour des impulsions courtes (plus l'impulsion est large et plus la mesure MCI diverge). Cette remarque est justifiée par le fait que plus les impulsions sont larges et plus la réponse du détecteur est lente et tend à dégrader l'efficacité de la mesure.

Nous avons ensuite simulé la mesure MCI sur deux impulsions de largeurs différentes avec des récepteurs de bandes passantes variables (de 10 à 50 GHz).

L'impulsion n°1 possède une largeur temporelle de 9 ps pour un taux de répétition de 10 GHz.

L'impulsion n°2 possède une largeur temporelle de 43 ps pour un taux de répétition de 10 GHz.

La Figure 38 montre la sensibilité de la mesure en fonction de la bande passante du détecteur. Le choix du récepteur devra dépendre du type d'impulsion et de leur taux de répétition.

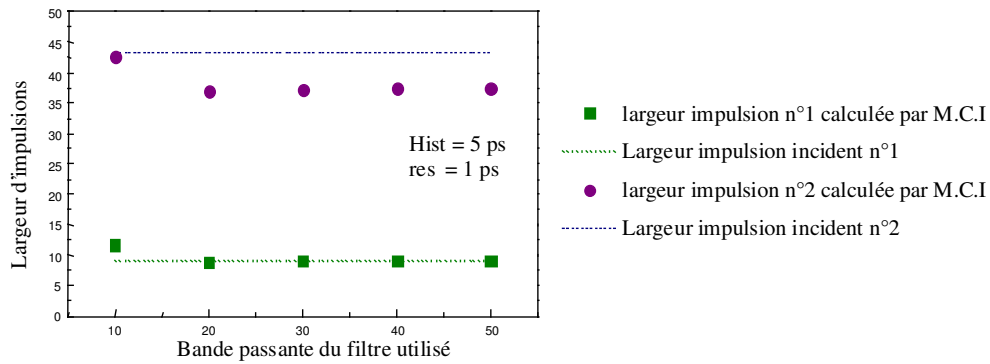


Figure 38 : Influence de la bande passante du filtre (utilisé pour la MCI) sur le calcul théorique de la largeur d'impulsions

Pour un train d'impulsions à 10 GHz, ayant une largeur de 10 ps, il est nécessaire d'utiliser une photodiode suffisamment rapide pour décrire deux impulsions successives (> 20 GHz) et suffisamment lente pour rentrer dans le cadre de l'approximation sur l'influence du filtrage (< 30 GHz).

Nous pouvons donc présenter deux limitations théoriques de cette méthode à la vue des résultats de simulation:

- la bande passante du détecteur doit être bien adaptée pour rester dans le cadre de l'approximation qui nous permet de négliger l'influence du filtrage sur la mesure du contraste.
- la bande passante du détecteur doit être supérieure au taux de répétition des impulsions.

1.4 Résultats expérimentaux – Validation de la méthode MCI

Nous avons obtenu des résultats expérimentaux pour des mesures d'impulsions non chirpées. C'est à dire que le terme de phase des interférences est bien plus lent que le détecteur, permettant ainsi de mesurer les variations lentes du contraste (enveloppe).

Nous avons testé deux sources initialement chirpées, mais dont le chirp a été compensé par la dispersion chromatique de fibres à dispersion négative (DCF pour « Dispersion Compensated Fiber »).

La première source est une source laser de type DFB modulée à 500 MHz environ, permettant de générer des impulsions très courtes.

La seconde est aussi un DFB modulé à 10 GHz (Cf. Annexe 1).

1.4.1 Caractérisation de la source à 500 MHz avec la méthode MCI

Ces caractéristiques optiques sont présentées sur la Figure 39. Cette source est modulée par un peigne de fréquences électriques obtenu à partir d'une diode « snap-off » dont la polarité a été inversée. La puissance électrique de modulation est d'environ 30 dBm. Le spectre optique fait 2 nm de large (à 3 dB).

Cette source a été optimisée¹¹² pour être la plus courte possible. Son chirp a été compensé par 375 m de fibre à dispersion négative (DCF) ayant un paramètre de dispersion $D = -18,2$ ps/nm/km.

Sur la Figure 39 (a), nous présentons le train d'impulsion électrique généré par la diode « snap-off » qui va venir moduler directement le DFB. Sur la Figure 39 (b), nous présentons le spectre fortement élargi par le chirp de la source modulée.

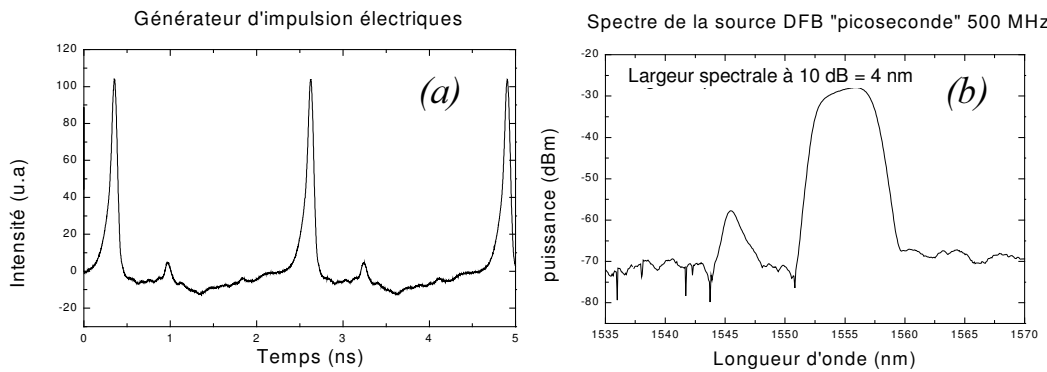


Figure 39 : Caractéristiques optiques de la source DFB 500 MHz

La caractérisation des impulsions générées par cette source est réalisée à l'aide d'un autocorrélateur de type Femtochrome 130 MN.

La trace d'autocorrélation mesurée sur la Figure 40 (a) correspond à une durée d'impulsion à mi hauteur de 3,5 ps pour une déconvolution temporelle gaussienne et de 4,9 ps pour une déconvolution lorentzienne (la plus probable). La trace correspond à l'enregistrement de la figure d'autocorrélation directement sur l'oscilloscope TDS 220 (Tecktronix).

Le résultat obtenu par la méthode MCI est présenté sur la Figure 40 (b).

Le contraste a été mesuré expérimentalement avec un récepteur de bande passante de 10 GHz (la courbe en pointillé / correspond à la courbe de contraste $C(\tau)$).

L'enveloppe a ensuite été calculée grâce à l'équation (2.5), la courbe pleine correspond à $R(\tau)$, c'est à dire $I_2(\tau)$ pour I_1 égale à 1.

Nous trouvons une largeur à mi-hauteur de 2,9 ps.

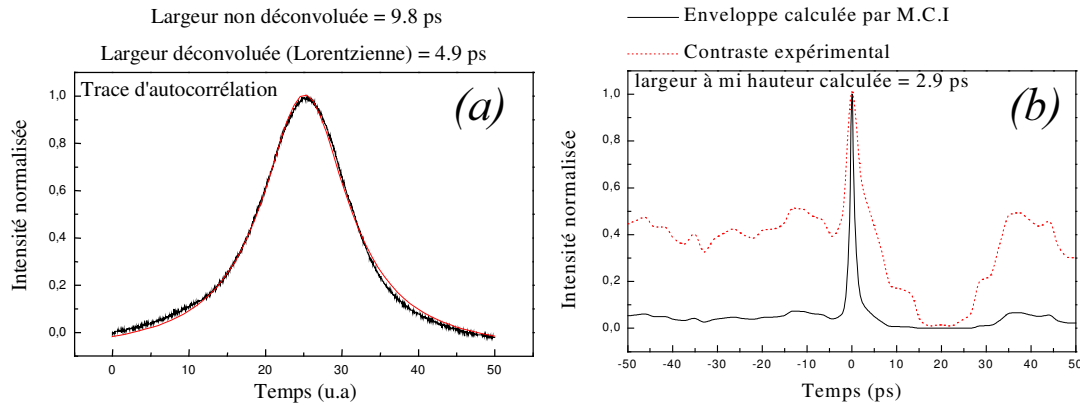


Figure 40 : Comparaison des résultats expérimentaux pour la source 500 MHz

Les impulsions délivrées par cette source (dont le chirp à la modulation a été compensé) ont été caractérisées par deux méthodes différentes. Le résultat avec l'autocorrélateur donne une incertitude importante (20%) sur la valeur vraie, en fonction de l'hypothèse faite sur la forme initiale de l'impulsion pour la déconvolution.

Le résultat avec la méthode MCI possède une résolution de l'ordre de la picoseconde (due à la résolution mécanique de la ligne à retard) mais restitue l'information sur la forme de l'impulsion.

Ces résultats montrent que pour valider expérimentalement la méthode MCI, il est important de connaître au préalable la largeur précise des impulsions à mesurer.

Nous avons donc comparé les résultats obtenus par les deux méthodes, pour des impulsions plus larges.

1.4.2 Caractérisation de la source à 10 GHz avec la méthode MCI

Le descriptif de cette source est présenté dans l'annexe 1. Nous avons mesuré les impulsions générées par cette source, compressées dans 800 m de fibre DCF de dispersion $D = -29$ ps/nm/km. Le courant de polarisation est de 45 mA et la source est régulée en température à 22,5°C. La puissance électrique du courant sinusoïdal est de 15 dBm sur 50 Ω .

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la Figure 41. La mesure à l'autocorrélateur correspond à la Figure 41 (a). Nous avons trouvé une largeur à mi-hauteur de 6,7 ps pour une déconvolution gaussienne de la trace d'autocorrélation.

Les résultats obtenus avec la méthode MCI sont présentés sur la Figure 41 (b). Le récepteur utilisé possède une bande passante de 20 GHz. La courbe en pointillés correspond à la mesure du contraste et la courbe pleine à l'enveloppe calculée.

Nous trouvons une largeur à mi-hauteur calculée de 7,6 ps.

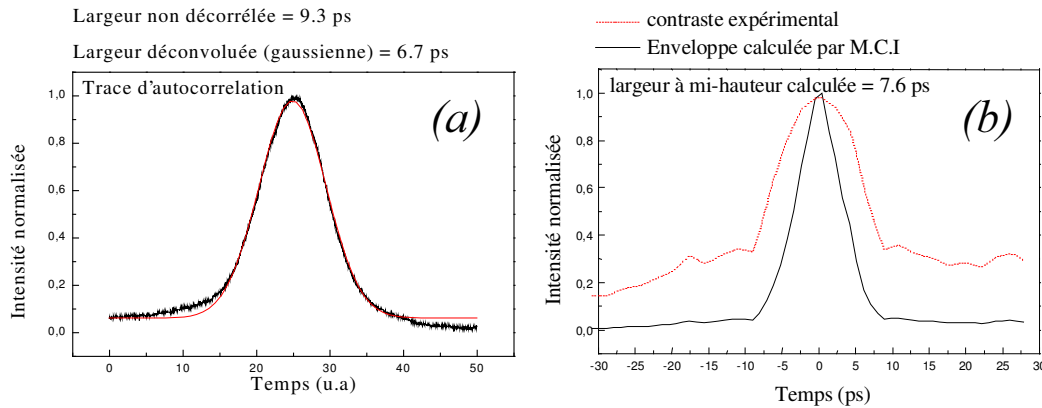


Figure 41 : Comparaison des résultats expérimentaux pour la source 10 GHz

Pour les impulsions générées avec cette source, les résultats sont comparables et permettent de valider la méthode de mesure pour des impulsions courtes à taux de répétition élevé.

1.4.3 Validation expérimentale de la méthode MCI

Nous avons présenté des résultats satisfaisants concernant la mesure des largeurs d'impulsions très courtes. La technique restitue par ailleurs la forme des piédestaux des impulsions. Cette information est très importante pour la caractérisation des impulsions utilisées pour des opérations de multiplexage en temps.

Nous avons donc mis au point une méthode de mesure originale adaptée aux impulsions faiblement « chirpées ». Cette méthode donne de bons résultats, la mise en œuvre de la méthode est relativement simple et surtout bien adaptée au contexte des télécommunications (bande passante, débit, interféromètre fibré, précision de la mesure...). Ainsi, dans la partie suivante de ce chapitre, nous allons étudier en détail les limitations de la méthode (impulsions « chirpées », cohérence de la source laser, dispositif expérimental, etc...) afin d'en apprécier les qualités.

1.5 Limitations de la méthode MCI

La méthode de mesure est basée sur des phénomènes physiques bien connus des opticiens, c'est pourquoi sa description est relativement simple. Néanmoins, dans la pratique, nous avons rencontré quelques problèmes de mesure avec cette technique. Nous avons essayé de comprendre les phénomènes et nous les avons recensés dans ce paragraphe. Il s'agit d'effets liés à la nature même des impulsions à caractériser (issues de lasers à commutation de gain que nous possédons au laboratoire).

Ainsi, nous avons pu relever certaines limitations à cette technique de mesure notamment pour des impulsions fortement chirpées.

1.5.1 Le « chirp » dans les sources laser impulsives à gain modulé

Il s'agit du terme anglais (littéralement « gazouillis ») utilisé pour décrire le terme de fréquence optique instantanée dans un laser. La longueur d'onde optique dépend de l'indice optique du milieu dans lequel se propage la lumière (nous prenons comme référence sa longueur d'onde dans le vide). Lors de la croissance de l'impulsion, nous pouvons considérer que le laser va générer des fréquences optiques réparties dans une gamme plus ou moins importante. Cet effet correspond au chirp de la source modulée. Dans le cas de nos lasers à modulation de gain, le courant module la densité de porteurs, c'est à dire du gain et par conséquent de l'indice dans la zone active. Nous pouvons parler d'une modulation instantanée de l'indice de la structure du laser et donc d'une variation instantanée de la phase de l'onde optique émise.

Nous exprimons la relation générale entre la phase ϕ du champ et la fréquence optique ν ¹¹³:

$$\delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\delta\phi(t)}{\delta t} = \frac{\dot{\phi}}{2\pi} \quad (2.13)$$

Dans le cas des lasers à semi-conducteurs, la modification de l'indice provoque un déphasage instantané du champ. Son origine est liée à une modification constitutive du matériau^{114,115}.

Ainsi, la modulation du courant provoque une modulation de la puissance émise par le laser¹¹⁶:

$$m = \frac{(\delta P)_{\max}}{P} = \frac{[I_m(t)]_{\max}}{I_b - I_{th}} \quad (2.14)$$

m est la profondeur de modulation normalisée, P est la puissance optique en sortie du laser $I_m = I_{\max} \cdot \sin(\omega_m \cdot t)$ est le courant de modulation, I_b est le courant de polarisation du laser et I_{th} le courant de seuil laser.

Dans ces conditions, nous pouvons directement exprimer l'expression de la variation de la fréquence instantanée en fonction de l'évolution temporelle de la puissance optique du laser :

$$\delta\nu(t) = \frac{\alpha_H}{4\pi} \left(\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t} - \frac{R_{sp}}{P} + G_p \cdot P \right) \approx \frac{\alpha_H}{4\pi} \left(\frac{1}{P} \cdot \frac{\delta P}{\delta t} \right) \quad (2.15)$$

R_{sp} est le taux d'émission spontanée du laser, G_p est le taux d'émission stimulée. Dans le cas des fortes modulations (m), ces termes peuvent être négligés.

α_H est le coefficient de Henry ou coefficient d'élargissement spectral dans les lasers semi-conducteurs^{117,118}. Ce facteur traduit la relation entre l'indice du milieu (n') et le gain du matériau (n''). Chaque modulation de l'indice induit une modulation du gain et inversement.

$$\alpha_H = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \text{ pour } n = n' + in''$$

Nous présentons sur la Figure 42 (a) la simulation de l'enveloppe du champ électrique d'une impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur de 30 ps. La porteuse optique sinusoidale est représentée à l'intérieur de l'enveloppe du champ. La présence de « chirp » linéaire sur la porteuse est mis en évidence par la variation instantanée de la période de la porteuse le long de l'impulsion : la fréquence de la porteuse est plus grande au départ de l'impulsion (blue Shift) et plus petite à la fin de l'impulsions (Red Shift).

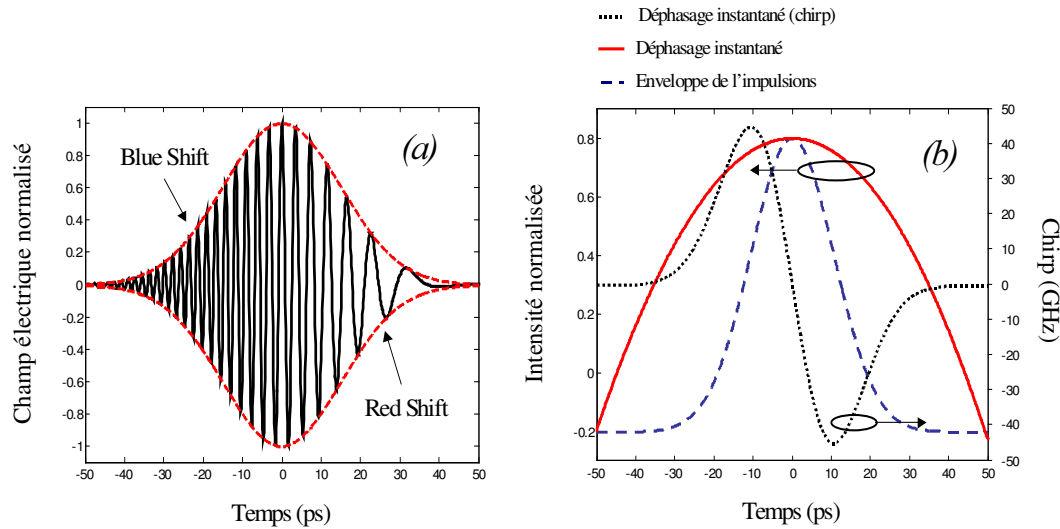


Figure 42 : Chirp laser pour des impulsions générées par modulation du gain

Nous présentons sur la Figure 42 (b) l'enveloppe de l'impulsion gaussienne (cette fois en intensité). Le déphasage instantané normalisé et la fréquence instantanée autour de la fréquence centrale. Nous pouvons voir l'évolution temporelle caractéristique du chirp qui correspond bien à la dérivée de la phase instantanée.

L'amplitude de variation de la fréquence instantanée (chirp) est 90 GHz environ et l'amplitude de la variation de la phase instantanée correspondante est de 4π .

Ce terme de déphasage dû au chirp peut être introduit dans l'expression $\Delta\theta(t, \tau)$ dans l'équation (2.1). On obtient la somme d'un déphasage lent (celui de l'interféromètre) et d'un déphasage rapide (celui généré par le chirp). Dans ces conditions, le déphasage résultant est un déphasage rapide.

Le cosinus de ce déphasage va être lui aussi très rapide : 4π en 50 ps.

Le problème qui se pose alors est la capacité du détecteur à suivre la modulation rapide de l'enveloppe (modulée par le terme de déphasage dû au chirp). En reprenant l'expression du terme croisé des interférences donnée dans l'équation (2.10), nous avons simulé la mesure du contraste des interférences avec des détecteurs de bande passante variable, un train d'impulsions chirpées avec un taux de répétition de 10 GHz.

Le résultat est présenté sur la Figure 43. Le terme BWF signifie « bandwidth filter ».

Ces résultats de simulation de la mesure MCI d'impulsions fortement chirpées sont fondamentalement différents avec un détecteur rapide (20 GHz) et avec un détecteur lent (2,5 GHz).

Nous remarquons de plus que dans aucun des cas la forme du contraste n'est respectée (et par conséquent la forme de l'enveloppe). La vraie forme de l'impulsion incidente est celle présentée sur la Figure 42 (b).

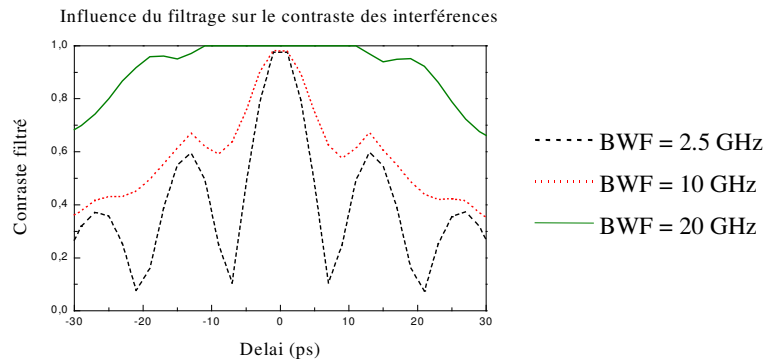


Figure 43 : Simulation de la mesure du contraste pour plusieurs bandes passantes de détecteurs pour un chirp de 90 GHz.

Dans le cas d'une variation déterministe de la phase dans les impulsions, le déphasage instantané entre les impulsions décalées est lui aussi déterministe. Dans ces conditions, le déphasage instantané est très rapide et l'utilisation d'un détecteur lent va tendre à moyenniser le contraste des interférences (brouillage des interférences).

Par contre, pour un détecteur suffisamment rapide qui va résoudre temporellement le déphasage instantané, la mesure doit tendre vers la valeur vraie. Etant donné que les variations de phase sont plus rapides que l'enveloppe elle-même, une mesure directe (sans MCI) est préférable.

Sur la Figure 44, nous présentons les résultats expérimentaux concernant la mesure du contraste de la méthode MCI pour les impulsions générées par la source laser à 10 GHz non déchirpée, la largeur temporelle est alors de l'ordre de 20 ps.

Les impulsions ne sont pas compressées, c'est à dire que les composantes spectrales d'une impulsion sont déphasées (chirpées) entre elles.

Nous indiquons comme référence la mesure directe de l'impulsion avec un détecteur très rapide (45 GHz de bande passante), la largeur à mi-hauteur mesurée est de 19 ps. La bande passante du détecteur complet est de 45 GHz environ, ce qui nous permet de dire que la vraie largeur de l'impulsion est autour de 20 ps.

Nous présentons aussi les résultats expérimentaux obtenus avec la méthode MCI. L'impulsion reste la même (20 ps) mais nous avons utilisé trois photodiodes de bandes passantes différentes pour réaliser la mesure.

Nous observons que les ordres de grandeur pour la mesure du contraste ne sont pas du tout les mêmes. La forme non plus n'est pas respectée. Dans ces conditions, la méthode MCI n'est pas applicable et nous mesurons en fait le temps de cohérence de la source.

Seule l'utilisation d'un détecteur très rapide permettrait de résoudre temporellement le déphasage instantané et donc d'appliquer la méthode MCI. Mais dans ce cas, l'approximation du filtrage constant n'est plus possible et la résolution du détecteur permet une mesure directe de l'impulsion (comme nous l'avons déjà mentionné).

De plus, pour des photodiodes de réponses temporelles supérieures au taux de répétition des impulsions (2,5 GHz et 5 MHz), la mesure n'est pas répétable, ce qui justifie également la limitation théorique déjà évoquée.

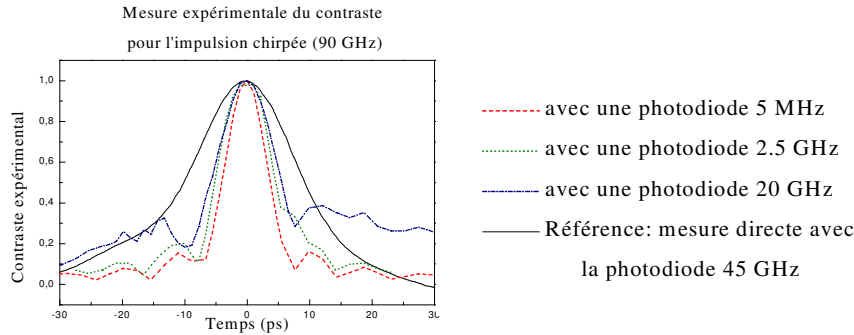


Figure 44 : Mesure du contraste expérimental pour une impulsion fortement chirpée

La méthode MCI d'une impulsion fortement chirpée n'est donc pas réalisable avec un détecteur classique (bande passante trop petite).

1.5.2 La cohérence temporelle des sources laser impulsionnelles

Nous allons dans cette partie essayer de comprendre l'influence de la cohérence de la source laser impulsionnelle sur la méthode MCI en rappelant ce qu'est la cohérence temporelle.

Classiquement, le temps de cohérence du photon émis par une source laser est déterminé par les paramètres de la cavité laser ainsi que par les transitions énergétiques du milieu amplificateur. Chaque source laser possède une cohérence temporelle qui traduit sa pureté¹¹⁹.

On peut appréhender cette notion de cohérence comme le temps pendant lequel les composantes spectrales de la source sont partiellement en phase (il existe entre elles une relation de phase déterministe). En interférométrie à deux ondes, on peut mesurer cette longueur de cohérence en décalant les ondes et en mesurant le contraste des franges d'interférences (ce qui correspond au principe de la méthode MCI).

Pratiquement, pour les sources laser monomodes longitudinales, le temps de cohérence τ_c est exprimé par la relation suivante¹¹³ :

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu_{FWHM}} \quad (2.16)$$

La relation est introduite dans l'hypothèse d'une forme de raie Lorentzienne non chirpée. $\Delta\nu_{FWHM}$ est la largeur à mi-hauteur du spectre optique de la source.

Il existe une relation de proportionnalité entre la largeur de raie et le temps de cohérence de la source. Le facteur de proportionnalité, suivant les hypothèses (forme de raie et distribution de la phase) n'est pas constant¹¹⁷.

Nous pouvons, en première approximation, exprimer le temps de cohérence d'une source quelconque ainsi :

$$\tau_c = \frac{1}{(r_c \cdot \Delta\nu_{FWHM})} \quad (2.17)$$

où r_c est le rapport de cohérence, qui dépend du type de source étudié.

Les sources impulsionnelles multimodes de type modes bloqués (mode locked) sont constituées d'une superposition de modes longitudinaux en phase. L'enveloppe temporelle de l'impulsion laser correspond à la transformée de Fourier du spectre. Les impulsions et le spectre de la source sont donc reliés par transformée de Fourier. Nous pouvons donc utiliser la formule (2.17) pour exprimer le temps de cohérence de la source.

Dans le cas des sources impulsionnelles à commutation de gain, nous avons des impulsions fortement chirpées. La relation de phase entre les modes est déterministe puisque elle est définie par la modulation du gain. Chaque mode longitudinal d'une impulsion est cohérent avec son voisin via la relation temporelle du chirp. La relation de phase peut donc être déterminée à partir de la formule (2.13) si nous avons accès à la fréquence instantanée.

La Figure 45 présente le spectre expérimental de la source laser modulée à 10 GHz. Chaque mode longitudinal porte une phase aléatoire. La cohérence de chaque mode est donnée par la largeur à mi-hauteur de leur raie (non résolue par l'appareil de mesure). L'analyseur de spectre utilisé possède une résolution de 10 pm (0,01nm ou 1,25 GHz).

A la différence des sources à modes bloqués en phase (la forme de l'impulsion est la superposition de tous les modes), les impulsions chirpées n'ont pas une relation directe avec le spectre par transformée de Fourier. Il faut corriger l'expression du champ de l'impulsion par le terme de chirp¹²⁰.

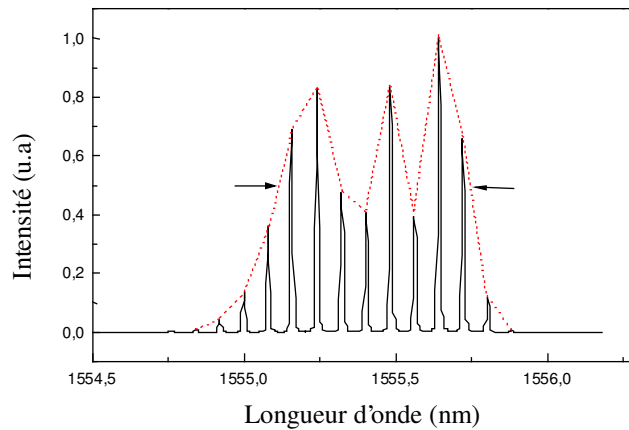


Figure 45 : Spectre du laser chirpé par la modulation de gain à 10 GHz

Pour l'hypothèse d'un chirp variant linéairement dans le temps (Cf. Figure 42 pour la partie linéaire de la dérive de fréquence), b étant le paramètre de chirp :

$$\partial\nu_{chirp}(t) = \frac{1}{2\pi} [\omega_0 + 2b.t]$$

En insérant cette équation dans l'équation (2.13) et en intégrant selon, nous retrouvons bien l'expression d'une phase gaussienne :

$$\phi_{chirp}(T) = b.T^2$$

On en déduit l'expression de l'enveloppe du champ :

$$E_{chirp} = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{(1+i.C)}{2} \cdot \frac{T^2}{T_0^2}\right) \quad (2.18)$$

où $C = 2b.T_0^2$ est le paramètre de chirp linéaire, $T = t - \frac{z}{v_g}$ est le temps réduit dont l'origine correspond au maximum de l'impulsion et T_0 est la largeur de l'enveloppe gaussienne du champ en $1/e$.

Dans le domaine de Fourier :

$$\tilde{E}_{chirp} = \tilde{E}_0 \left[\frac{2\pi.T_0^2}{1+i.C} \right]^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\omega^2.T_0^2}{2(1+i.C)}\right) \quad (2.19)$$

L'expression de l'enveloppe du spectre nous donne la relation entre de la durée de l'impulsion, le chirp et la largeur spectrale de la source ($\Delta\omega = 2\pi.\Delta\nu_{chirp}$) :

$$T_0 = \frac{\sqrt{1+C^2}}{2\pi.\Delta\nu_{chirp}} \quad (2.20)$$

Le temps de cohérence de la source est donc lié théoriquement à la largeur temporelle des impulsions (en tenant compte de la valeur du chirp de la source et bien entendu de la largeur spectrale des modes).

La mesure du chirp est mesurée expérimentalement par les systèmes FROG, qui sont des autocorrélateurs non-linéaires résolus en fréquence. La connaissance de la valeur du chirp des sources est très importante dans les systèmes de communications sur fibre optique puisqu'elle va conditionner la qualité de la propagation dans la fibre dispersive et générer de l'interférence entre canaux WDM (cross-talk).

1.6 Conclusions sur la méthode MCI

Nous pouvons utiliser cette méthode de caractérisation pour toute impulsion de largeur supérieure à la résolution de la ligne à retard optique étant donné que cette méthode est basée sur l'échantillonnage temporel du bruit d'interférences entre deux impulsions.

Il est aussi impératif que les impulsions ne soient pas chirpées. En ce qui concerne les lasers modulés en gain il faut les « déchirper » au préalable sans quoi les résultats sur la mesure de la largeur seront faussés.

Nous pouvons penser que les lasers à modes bloqués en phase « mode-locked » qui respectent par définition la transformation de Fourier (sans chirp) sont compatibles avec l'utilisation de notre méthode.

Il est aussi nécessaire, pour avoir des meilleurs résultats, d'utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder décorrélé pour que le déphasage instantané soit parfaitement aléatoire (battement).

Il est important de noter que contrairement à la mesure des impulsions courtes avec un auto-corrélateur non-linéaire, la méthode MCI permet de mesurer la forme des enveloppes des impulsions au niveau de ses piédestaux. En effet, cette méthode ne fait pas intervenir de convolution et va permettre d'obtenir la « vraie » forme des impulsions.

Nous allons voir dans la partie suivante que cette méthode nous a permis de caractériser expérimentalement la remise en forme d'impulsions par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

2 Etude de la remise en forme des impulsions par mélange à quatre ondes dans les SOA

2.1 Introduction

Dans cette partie, nous présentons une technique de remise en forme des impulsions appliquées à l'OTDM. L'objectif est d'une part de réduire le piédestal des impulsions pour minimiser l'interférence entre symboles (on parle généralement d'une largeur à mi-hauteur inférieure à la moitié du temps bit, c'est à dire un espace libre de 50%) et d'autre part pour augmenter le taux d'extinction des impulsions.

Le mélange à quatre ondes hautement non dégénéré dans les SOA (en anglais F.W.M. pour « four wave mixing ») a été utilisé pour réaliser des opérations de conversion de longueur d'onde dans les réseaux de télécommunication. Cette configuration du mélange à quatre ondes intervient lorsque les champs en interaction dans le SOA ne sont pas à la même longueur d'onde. L'interaction paramétrique résultante dans le milieu amplificateur est relativement facile à mettre en œuvre, ce qui rend cette technique compatible avec des applications sur fibre optique¹²¹.

Cette technique a aussi été utilisée pour démultiplexer des canaux OTDM, en utilisant une sonde portant le signal et une pompe portant une horloge optique à un débit inférieur afin de récupérer le signal multiplexé avant la transmission¹²². Le choix de cette technique est motivé par le fait qu'elle est réalisée en optique guidée dans un milieu où le champ est confiné (SOA), ce qui va favoriser la condition d'accord de phase. Les longueurs d'onde utilisées correspondent à celles des systèmes de télécommunications optiques standards. L'objectif que nous nous fixons est de choisir la configuration permettant d'avoir le meilleur rendement possible du mélange à quatre ondes et une remise en forme convenable des impulsions.

L'utilisation du mélange à quatre ondes pour améliorer le taux d'extinction des sources a ensuite été proposée par C.Gosset et G.H. Duan¹²³.

Nous pouvons citer pour mémoire que d'autres résultats concernant la réduction du piédestal d'impulsions ont été obtenus, mais en utilisant des interféromètres de Sagnac fibrée^{124,125}.

Dans cette partie dédiée aux techniques d'amélioration des sources pour l'OTDM, nous étudierons grâce à la simulation numérique, le mélange à quatre ondes dans les SOA en

régime de modulation dynamique du gain du SOA. Nous présenterons ensuite les résultats expérimentaux obtenus grâce à la méthode de caractérisation des impulsions basée sur la mesure du contraste des interférences (MCI).

2.2 Le mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs

Le mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs est principalement connu pour la conversion en longueur d'onde dans les systèmes de télécommunications optiques^{126,127}. Le principe physique consiste à faire interagir deux ondes optiques (non dégénérées (i.e. sur des porteuses optiques différentes) dans la structure semi-conductrice (configuration dite « pompe-sonde ») afin de générer deux ondes supplémentaires (d'où le nom de mélange à quatre ondes) issus du battement des différentes composantes optiques en présence, provoquant l'interaction paramétrique champs / matériau.

2.2.1 Généralités sur le mélange à quatre ondes

En configuration « pompe-sonde », coexistent deux champs incidents E_P et E_S générant une pulsation de battement $\Omega = \omega_P - \omega_S$ par l'intermédiaire de la réponse non-linéaire du matériau (traduite par la polarisation P). Dans le cas particulier des structures semi-conductrices, la susceptibilité intrinsèque dépend de la densité de porteurs¹²⁸ et pourra être représentée par une grandeur scalaire. Nous ne considérons que le cas colinéaire (tous les champs sont parallèles).

Nous présentons le mécanisme général du mélange à quatre ondes indépendamment de la nature du matériau:

$$P = \epsilon_0 \left(\overbrace{\chi^{(1)} \cdot \vec{E}}^{\text{Polarisation_linéaire}} + \overbrace{\chi^{(2)} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots}^{\text{Polarisation_non_linéaire}} \right) \quad (2.21)$$

Nous travaillons sur une grandeur réelle qui est la polarisation diélectrique. Les calculs décrivant l'interaction paramétrique sont effectués sur la partie réelle du champ électrique.

Le champ réel total à l'entrée du SOA est exprimé ainsi :

$$\vec{E}_{in} = \frac{1}{2} \left\{ E_{0P} \cdot \exp j(\omega_P t - \vec{k}_P \cdot \vec{z}) + c.c. + E_{0S} \cdot \exp j(\omega_S t - \vec{k}_S \cdot \vec{z}) + c.c. \right\} \quad (2.22)$$

Soit E_{0i} pour $i = P$ (le champ de pompe), S (le champ de sonde), la composante lentement variable du champ électrique (supposée réelle).

Pour simplifier, nous ne considérons qu'une dimension de propagation (z) dans le SOA.

Les champs ont une polarisation rectiligne (permet de réaliser plus facilement la condition d'accord de phase dans le SOA).

La notation « $c.c$ » correspond à la partie complexe conjuguée du champ électrique.

Dans la zone active semi-conductrice, la susceptibilité non-linéaire du troisième ordre ($\chi_{NL}^{(3)}$) est prépondérante.

Nous mettons en évidence les champs optiques générés par mélange à quatre ondes grâce aux équations classiques de l'interaction paramétrique (Equation (2.21)):

On pose $\Psi_i = \omega_i t - k_i \cdot z$, $i = P, S$.

$$\bar{E}_{in} \cdot \bar{E}_{in} \cdot \bar{E}_{in} = \frac{1}{8} \left(\begin{aligned} &E_{0P}^3 \{ \exp i(3\Psi_P) + c.c + 3[\exp i(\Psi_P) + c.c.] \} \\ &+ E_{0S}^3 \{ \exp i(3\Psi_S) + c.c + 3[\exp i(\Psi_S) + c.c.] \} \\ &+ E_{0P} \cdot E_{0S}^2 \{ 3[\exp i(2\Psi_S + \Psi_P) + c.c] + 3[\exp i(2\Psi_S - \Psi_P) + c.c.] + 6[\exp i(\Psi_P) + c.c.] \} \\ &+ E_{0P}^2 \cdot E_{0S} \{ 3[\exp i(2\Psi_P + \Psi_S) + c.c] + 3[\exp i(2\Psi_P - \Psi_S) + c.c.] + 6[\exp i(\Psi_S) + c.c.] \} \end{aligned} \right)$$

En regroupant les termes en phase :

$$\bar{E}_{in} \cdot \bar{E}_{in} \cdot \bar{E}_{in} = \frac{1}{8} \left(\begin{aligned} &E_{0P}^3 \{ \exp i(3\Psi_P) + c.c \} + E_{0S}^3 \{ \exp i(3\Psi_S) + c.c \} \\ &+ E_{0P} (6E_{0S}^2 + 3E_{0P}^2) \{ \exp i(\Psi_P) + c.c \} + E_{0S} (3E_{0S}^2 + 6E_{0P}^2) \{ \exp i(\Psi_S) + c.c \} \\ &+ 3E_{0P}^2 \cdot E_{0S} \{ \exp i(2\Psi_P + \Psi_S) + c.c + \exp i(2\Psi_P - \Psi_S) + c.c. \} \\ &+ 3E_{0S}^2 \cdot E_{0P} \{ \exp i(2\Psi_S + \Psi_P) + c.c + \exp i(2\Psi_S - \Psi_P) + c.c. \} \end{aligned} \right)$$

En ne gardant que les solutions correspondant à notre application (bande C) et en exprimant la pulsation optique ainsi que le vecteur d'onde, on a l'expression de la polarisation induite dans le matériau en présence des deux champs incidents.

$$P \approx \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} \left(\begin{aligned} &+ E_{0P} (2E_{0S}^2 + E_{0P}^2) \{ \cos(\omega_P t - \vec{k}_P \cdot \vec{z}) \} + E_{0S} (E_{0S}^2 + 2E_{0P}^2) \{ \cos(\omega_S t - \vec{k}_S \cdot \vec{z}) \} \\ &+ E_{0P}^2 E_{0S} \{ \cos([2\omega_P - \omega_S] t - [2\vec{k}_P - \vec{k}_S] \cdot \vec{z}) \} \\ &+ E_{0S}^2 E_{0P} \{ \cos([2\omega_S - \omega_P] t - [2\vec{k}_S - \vec{k}_P] \cdot \vec{z}) \} \end{aligned} \right) \quad (2.23)$$

Nous retrouvons bien l'expression des champs incidents se propageant à ω_P et ω_S . Mais nous avons aussi l'expression des 2 champs générés par mélange à quatre ondes (ω_{C1} et ω_{C2}) :

$$\begin{aligned} E_{C1} &= E_{0C1} \cdot \exp j(\omega_{C1} t - k_{C1} \cdot z) \\ E_{C2} &= E_{0C2} \cdot \exp j(\omega_{C2} t - k_{C2} \cdot z) \end{aligned} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} E_{0C1} &= E_{0P}^2 \cdot E_{0S} & \omega_{C1} &= 2\omega_P - \omega_S = \omega_P + \Omega \\ E_{0C2} &= E_{0S}^2 \cdot E_{0P} & \omega_{C2} &= 2\omega_S - \omega_P = \omega_S - \Omega \end{aligned}$$

Nous avons bien conservation de l'énergie dans le système :

$$\underbrace{2\hbar\omega_S + 2\hbar\omega_P}_{4 \text{ photons (entrée_SOA)}} = \underbrace{\hbar\omega_S + \hbar\omega_P + \hbar\omega_{C1} + \hbar\omega_{C2}}_{4 \text{ photons (sortie_SOA)}}$$

La condition d'accord de phase doit être réalisée dans le système afin de générer un mélange à quatre ondes efficace.

$$\Delta \vec{k} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{k}_s = \vec{k}_p$$

Dans les SOA, par construction l'accord de phase est respecté suivant l'axe de propagation (z), du fait du confinement de la structure semi-conductrice (faible longueur d'interaction). La condition d'accord de phase se traduit par la relation suivante :

$$\Delta \vec{k} \cdot L \ll 2\pi \text{ pour } L, \text{ la longueur de la zone active du SOA}$$

En alignant les polarisations de la pompe et de la sonde, l'accord de phase est réalisé.

La Figure 46 présente le mélange à quatre ondes dans un amplificateur à semi-conducteurs. La sonde et la pompe sont continues dans l'expérience. Nous sommes dans le cas hautement non dégénéré du mélange à quatre ondes, qui permet de créer des champs éloignés de la pompe et de la sonde de $\frac{\Omega}{2\pi} \geq 100 \text{GHz}$. Les résultats expérimentaux complets seront présentés plus loin dans le chapitre.

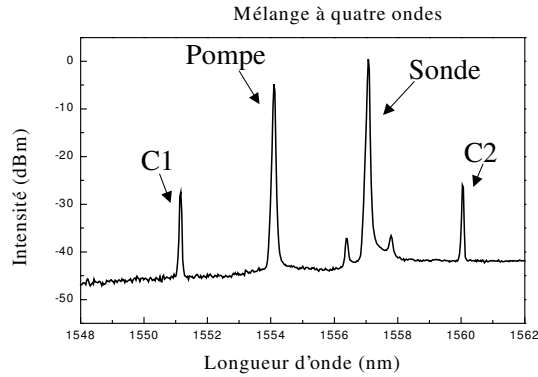


Figure 46 : Mise en évidence expérimentale du mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs

Le choix du mélange à quatre ondes pour la remise en forme d'impulsions est lié au fait que l'un des deux champs conjugués (conjugué 1) est proportionnel au carré de l'enveloppe du champ incident (Cf. l'équation (2.23) sachant que la polarisation du matériau est proportionnelle au champ incident).

Si le champ incident est une impulsion, le champ converti doit être théoriquement une impulsion plus courte (l'enveloppe de l'impulsion incidente portée au carré), ce qui va bien dans le sens de la réduction du piédestal et de la durée de l'impulsion.

De plus, l'utilisation d'un SOA comme milieu non-linéaire est motivée principalement par le fait que c'est un milieu amplificateur qui va nous permettre d'obtenir un meilleur rendement de mélange à quatre ondes.

Nous avons vu que deux champs allaient être convertis par mélange d'ondes. Le second (conjugué 2) est proportionnel au carré du champ de sonde continu, ce qui laisse à penser que le phénomène de modulation croisée du gain dans les SOA va moduler la sonde et générer un conjugué modulé.

Nous allons maintenant étudier le mélange à quatre ondes au travers de simulations et de mesures des deux champs conjugués, afin de générer les impulsions les mieux adaptées au multiplexage temporel optique.

2.2.2 Le mélange à quatre ondes pour la remise en forme des impulsions

Dans cette partie, nous avons étudié les effets du mélange à quatre ondes entre une horloge optique à 10 GHz (Cf. Annexe 1) et un signal optique continu généré par un laser DFB standard.

Les sources sont séparées de 3 nm ($\Delta\nu \gg 100$ GHz). On présente sur la Figure 47, le principe du mélange à quatre ondes non dégénéré réalisé dans un SOA.

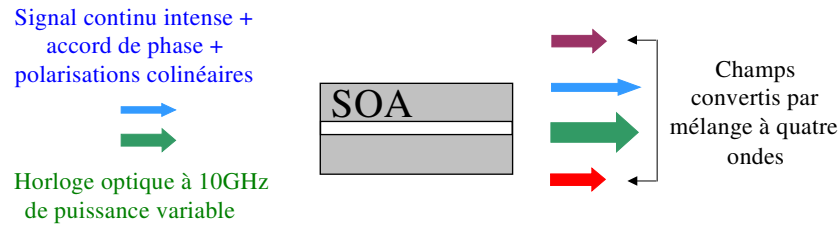


Figure 47 : Principe du mélange à quatre ondes pour la remise en forme des impulsions

Les champs incidents sont E_C (Signal continu à λ_C) et E_M (Signal modulé à λ_M). Les deux composantes conjuguées générées par mélange à quatre ondes sont notées E_{C2} et E_{C1} .

Connaissant les caractéristiques dynamiques du gain du SOA, le fait d'avoir un champ modulé va entraîner une modulation du gain. Cette modulation va donc influencer largement sur la forme des impulsions générées par mélange à quatre ondes.

2.2.3 Le modèle dynamique

Nous avons utilisé le formalisme développé par Agrawal pour décrire le processus dynamique¹²⁹ puis les résultats de Zhou¹³⁰ adaptés à notre problématique.

En utilisant l'équation (2.23) nous introduisons le coefficient de mélange à quatre onde κ dans l'expression des champs conjugués en sortie du SOA ($z = l$). Nous pouvons nous reporter à l'annexe 2 pour le détail du calcul :

$$E_{C1}(l, t) = -\frac{E_p^2 \cdot E_s^* \cdot \kappa(l, t) \cdot J \cdot e^{(i\Delta k \cdot l)}}{0,23 \cdot G_0 + i\Delta k \cdot l} \quad (2.24)$$

$$E_{C2}(l, t) = -\frac{E_s^2 \cdot E_p^* \cdot \kappa(l, t) \cdot J \cdot e^{(i\Delta k \cdot l)}}{0,23 \cdot G_0 + i\Delta k \cdot l} \quad (2.25)$$

E_{C1} le champ conjugué contigu à la pompe

E_{C2} le champ conjugué contigu à la sonde

E_p le champ de pompe (impulsionnelle)

E_s le champ de sonde (continue)

κ la contribution dynamique du matériau.

Δk l'accord de phase (efficacité paramétrique).

l la longueur du SOA.

$G(t)$ le gain dynamique total (intégré sur toute la longueur du SOA) de l'amplificateur

G_0 le gain petit signal du SOA.

P_0 est la puissance optique en entrée du SOA ($P_{in} = P_{pompe} + P_{sonde}$) normalisée à la puissance de saturation.

P_{sat} la puissance crête de l'impulsion saturante en entrée du SOA pour avoir une compression du gain de 3 dB, la puissance de saturation.

Sur la Figure 48, nous présentons le comportement des deux champs conjugués.

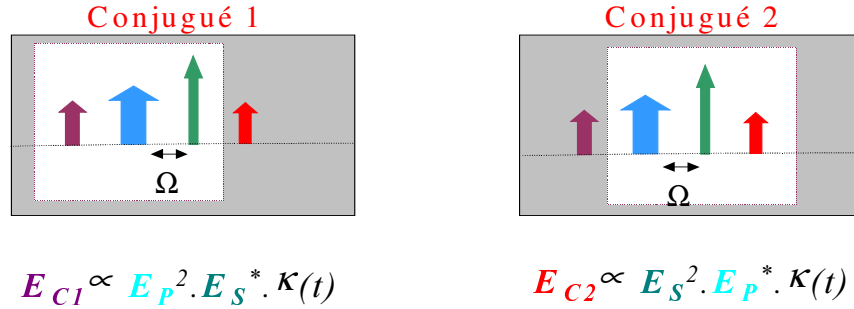


Figure 48 : Dissymétrie des champs conjugués générés par mélange à quatre ondes en configuration pompe-sonde

Dans ce formalisme, chaque contribution est indépendante vis à vis du mélange à quatre ondes. Les trois mécanismes principaux sont :

- La modulation de la densité des porteurs de charge (mécanisme 1)
- L'échauffement dynamique des porteurs de charge (mécanisme 2)
- Le « Hole Burning » spectral (mécanisme 3)

Pour un mélange à quatre ondes dégénéré et faiblement non dégénéré ($\Omega \times \tau_s \approx 1$), les mécanismes 2 et 3 sont prépondérants (τ_e est le temps de vie spontané des porteurs de charge). Pour un mélange à quatre ondes hautement non dégénéré ($\Omega \times \tau_s \gg 1$), qui correspond à notre cas d'étude, la modulation du gain (mécanisme 1) devient prépondérante.

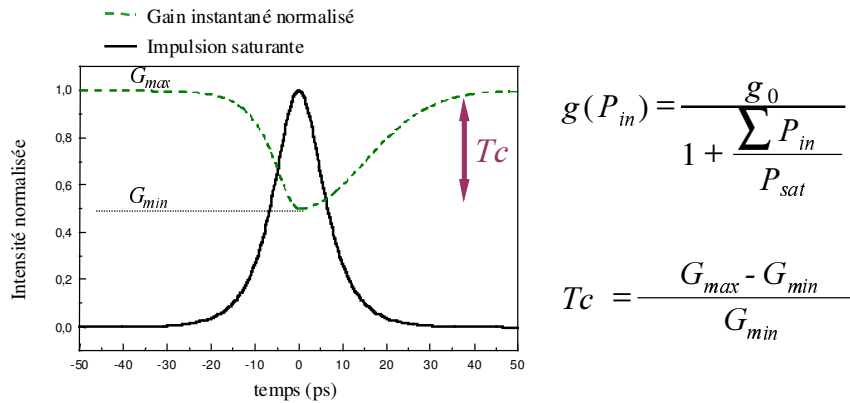


Figure 49 : Compression théorique du gain dynamique dans les SOA

Pour notre régime de modulation (impulsion de largeur à mi-hauteur supérieure à 10 ps), le mécanisme prépondérant est la modulation des porteurs de charge. Cette hypothèse permet de modéliser la compression dynamique du SOA comme le montre la Figure 49.

L'impulsion de pompe saturante fait chuter le gain vu par la sonde. La compression suit l'intensité de l'impulsion mais la dynamique du retour à l'équilibre est limitée par la recombinaison des porteurs de charge.

Nous pouvons dans ces conditions appliquer les formules (2.24) et (2.25) en régime de modulation du gain. Les contributions du matériau sont exprimées dans le terme κ qui va dépendre du mécanisme pris en considération. Ce terme dépend de la puissance de pompe saturante et donc de la modulation du gain:

$$\kappa(z, t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_0}{1 + P_0(z, t)} \cdot \sum_{m=1}^3 C_m \quad (2.26)$$

C_m correspond aux contributions liées aux mécanismes 1; 2 et 3.

g_0 est le gain petit signal interne ($G_0 = \exp(g_0 \cdot l)$).

L'expression est intégrée en z pour prendre en compte la longueur de la zone active du SOA.

L'expression des coefficients est la suivante :

$$C_m = \frac{1 - i \cdot \beta_m}{[1 - i \cdot \Omega \cdot \tau_m] \cdot P_m(t)} \quad (2.27)$$

Où β_m et τ_m les paramètres associés aux mécanismes (Cf. annexe 2) et Ω , le désaccord en fréquence (que nous avons pris à 375 GHz pour rester dans le cadre de l'expérience que nous allons présenter plus loin). Les valeurs des paramètres sont données dans l'annexe 2.

$P_m(t)$ correspond aux puissances optiques dynamiques de saturation du SOA associées à chaque mécanisme (la saturation suit donc la puissance optique de la pompe impulsionnelle).

Ces expressions ont donc permis la simulation dynamique du mélange à quatre ondes dans les SOA.

2.3 Résultats des simulations

Nous avons étudié l'évolution de l'enveloppe des champs conjugués générés par mélange à quatre ondes. Nous avons fait varier le taux de compression dynamique du gain du SOA en faisant varier la puissance de pompe pour une puissance de sonde constante.

Les résultats sont présentés sur la Figure 50 : Ils montrent clairement que l'enveloppe de l'impulsion du conjugué 1 est plus courte que celle de l'impulsion de pompe incidente (Figure 50 (a)).

Sur la Figure 50 (b), comme nous pouvions nous y attendre, l'impulsion du conjugué 2 n'est pas modifiée si le gain n'est pas modulé par la pompe. Par contre, dès que la modulation du gain devient importante, l'impulsion s'élargit considérablement et tend à se déformer.

L'impulsion initiale théorique possède une largeur temporelle de 10 ps pour une puissance crête de 0 dBm. Le gain à petit signal du SOA est de 15 dB.

Les résultats de cette simulation nous indiquent que la modulation du gain tend à élargir l'enveloppe. Nous avons caractérisé expérimentalement les impulsions conjugué 1 et 2 après génération de mélange à quatre ondes, grâce à la méthode MCI présentée et validée expérimentalement dans la première partie

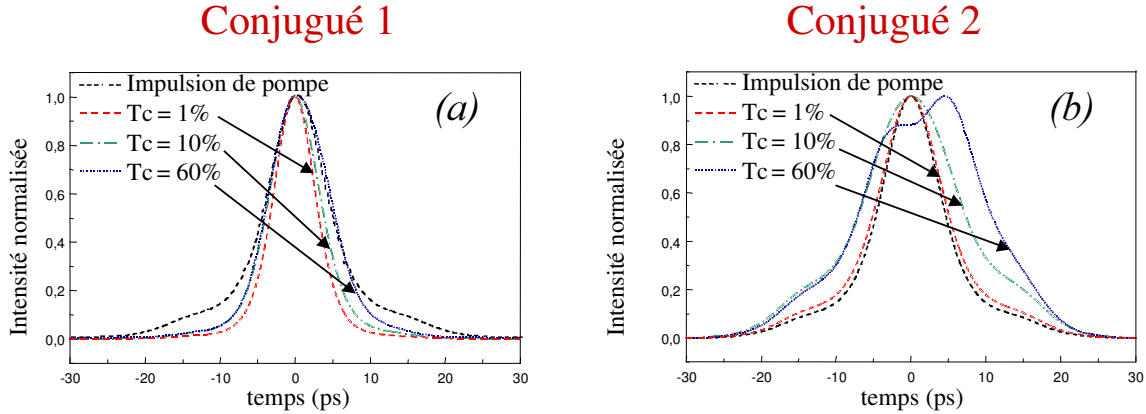


Figure 50 : Résultat de la simulation de remise en forme d'impulsion par mélange à quatre ondes dans les SOA

2.4 Résultats expérimentaux

La simulation nous a permis de comprendre le processus de mélange à quatre ondes afin d'optimiser l'expérience. Nous avons vérifié ces prédictions en mesurant dans un premier temps le champ conjugué 1 pour une compression minimale du gain du SOA, cette configuration étant susceptible d'améliorer le taux d'extinction des impulsions.

Nous avons ensuite mesuré l'évolution de la forme des impulsions du conjugué 2 pour différentes valeurs de compression du gain afin de mettre en évidence la déformation des impulsions obtenues par mélange à quatre ondes.

a) Caractérisation du conjugué 1 par la méthode MCI

Nous avons réalisé expérimentalement un mélange à quatre ondes dans un SOA. La pompe est une source impulsionnelle présentée dans l'annexe 1 (le DFB modulé à 10 GHz) dont les impulsions n'ont pas été compressées. Leurs largeurs ont été mesurées avec le dispositif de détection de bande passante supérieure à 45 GHz, la largeur temporelle mesurée est de 19 ps environ.

La sonde continue est une source laser du même type que la source impulsionnelle qui émet à 1557 nm. Sa puissance optique est variable. Nous pouvons lire sur cette sonde le taux de compression du gain dans le SOA. La sonde est injectée dans le SOA via un contrôleur de polarisation qui permet d'optimiser la condition de colinéarité de la polarisation des champs en interaction.

Pour pallier au rendement relativement faible du mélange à quatre ondes, nous avons une puissance de pompe importante ($P_{\text{moyenne}} = -8$ dBm soit $P_{\text{crête}} = 2$ dBm pour un taux de remplissage optique de l'horloge de 10) et une puissance de sonde équivalente de 3 dBm.

Le SOA utilisé est référencé comme C241, il est régulé à 22 °c et le courant de polarisation est de 300 mA (cela permet d'avoir le maximum de gain en sortie du SOA).

Le dispositif expérimental est aussi présentée sur la Figure 51.

Nous avons extrait le champ de pompe puis le champ conjugué 1 par filtrage, nous les avons amplifiés pour pouvoir les mesurer avec la méthode MCI.

L'analyse spectrale des résultats obtenus est présentée sur la Figure 51 (a).

Le faible rendement du mélange à quatre ondes nécessite une amplification importante (génératrice d'un fort bruit d'émission spontanée amplifiée). Sur les Figure 51 (b) et (c), nous avons évité les effets de filtrage de la pompe et surtout du conjugué 1, pour ne pas déformer le spectre et par conséquent la forme des impulsions. Nous nous sommes placés dans le cas favorable d'une faible compression du gain du SOA par la pompe (le taux de compression obtenu est inférieur à 10 %).

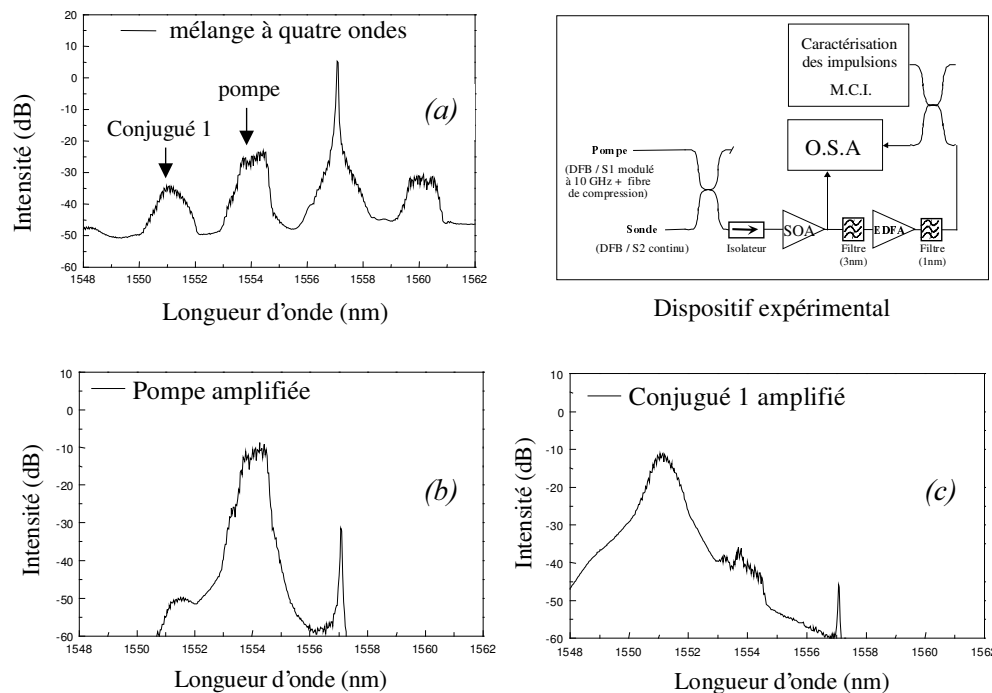


Figure 51 : Dispositif expérimental et observation du mélange à quatre ondes en sortie de SOA

Nous avons utilisé la méthode de caractérisation des impulsions (MCI) pour valider la simulation et mettre en évidence l'effet de réduction du piédestal des impulsions par mélange à quatre ondes. Les résultats de la mesure et la caractérisation des impulsions du champ conjugué 1 et des impulsions de la pompe sont présentés sur la Figure 52. Ils présentent l'impulsion de pompe incidente et l'impulsion du conjugué 1 obtenu par mélange à quatre ondes dans le SOA. Nous observons l'étirement de l'impulsion et la réduction du piédestal pour le champ conjugué proportionnel au carré du champ de pompe. Pour notre configuration expérimentale (à savoir un champ de pompe très intense) la largeur à mi-hauteur de l'impulsion du conjugué 1 est calculée à 8,5 ps. Nous avons estimé l'incertitude de la mesure de la largeur temporelle à 1 ps (mesures successives répétables), ce résultat correspond à la résolution de la ligne à retard optique (1 ps également).

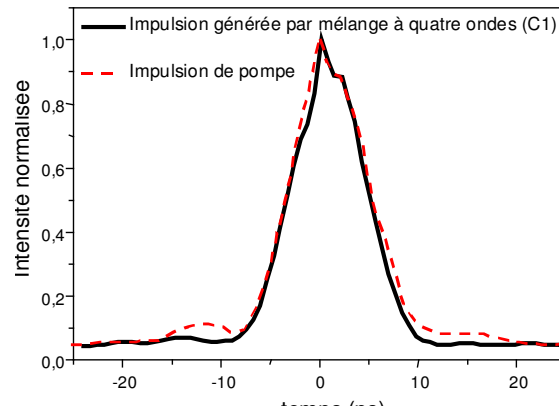


Figure 52 : Résultats expérimentaux de caractérisation d'impulsions générées par mélange à quatre ondes dans les SOA.

La réduction mesurée du piédestal est supérieure à 50%, c'est à dire que le taux d'extinction de la pompe est de 15 dB environ et que le taux d'extinction du conjugué est de 18 dB. La sensibilité en amplitude de la mesure est évaluée à 20 dB ce qui ne permet pas une précision suffisante de la mesure. Nous pouvons indiquer que cette faible précision est due à la présence d'un bruit optique d'émission spontanée important sur le signal. Il résulte un battement signal / spontané sur le photo-détecteur lui aussi important qui ne permet pas de réaliser une mesure du contraste avec une bonne sensibilité (il devient difficile de mesurer le contraste des interférences qui sont « noyées » dans le bruit de la photodiode).

b) Caractérisation du conjugué 2 par la méthode MCI

Nous avons ensuite réalisé des mesures d'enveloppe sur les impulsions du champ conjugué 2. Les résultats sont présentés sur la Figure 53. Nous avons réalisé des mesures pour plusieurs puissances de pompe (impulsionnelle) et de sonde (continu) correspondant à des taux de compression du gain du SOA différents.

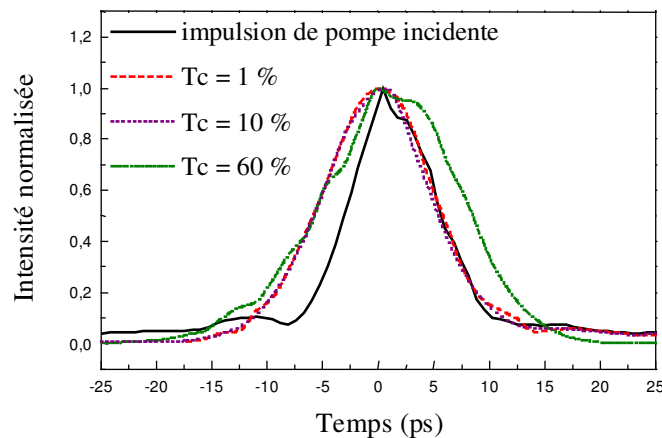


Figure 53 : Caractérisation expérimentale des impulsions du champ conjugué 2 généré par mélange à quatre ondes dans les SOA

Les impulsions du champ conjugué 2 sont élargies par rapport à l'impulsion de pompe (incidente). Ce dernier résultat montre que d'une part, nous ne pouvons pas utiliser le conjugué 2 pour diminuer le piédestal de l'impulsion et que d'autre part, la modulation du gain tend à déformer les impulsions lors du mélange à quatre ondes. Comme prévu par la théorie, les impulsions du champ conjugué 2 ne peuvent être utilisées pour améliorer les sources impulsionnelles puisqu'elles ont tendance à élargir les impulsions.

Nous obtenons ainsi un bon accord entre la simulation et l'expérience en ce qui concerne le comportement des impulsions générées par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs. Ces résultats permettent de prendre en compte pour la première fois dans les simulations du mélange à quatre ondes, le régime de modulation du gain dynamique dans les SOA. Ils mettent en évidence que la modulation du gain va déformer les impulsions et les rendre difficilement exploitable dans le contexte de notre étude sur les sources pour l'OTDM.

Le conjugué 1 pourrait être exploité pour la réduction du piédestal des impulsions et pour l'amélioration du taux d'extinction de la source, uniquement lorsque le gain n'est pas modulé.

Par contre, le conjugué 2 ne pourra pas être exploité puisqu'il tend à élargir les impulsions, ce qui ne va pas dans le bon sens.

Le problème qui se pose alors pour le mélange à quatre ondes, est le faible rendement de ce processus (10 % de la puissance de pompe dans le meilleur des cas). Pour extraire et utiliser les impulsions générées (C1) il est essentiel de les amplifier (en régime de petit signal) ce qui a pour conséquence de rajouter au signal un bruit optique d'émission spontanée amplifiée important. Dans ces conditions, la source impulsionnelle obtenue est beaucoup trop bruitée et difficilement exploitable.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement un outil performant de caractérisation des impulsions très courtes non chirpées.

Nous avons présenté les premiers résultats que nous avons comparés aux résultats obtenus avec un autocorrélateur, dispositif classiquement utilisé dans cette gamme de largeur temporelle d'impulsions. Le bon accord entre les résultats a permis de valider la méthode de mesure du contraste interférométrique (MCI).

Comparativement aux autres techniques de caractérisation des impulsions courtes précédemment rappelées, l'intérêt principal de notre méthode est la sensibilité de la mesure qui a été évaluée à 30 dB. Une telle dynamique permet alors de caractériser la forme de l'enveloppe temporelle des impulsions courtes avec une très grande précision, bien supérieure aux techniques classiques (mesure directe, autocorrélateur, caméra à balayage de fentes...)

Dans le cas d'impulsions non chirpées, cette méthode permet aussi de mesurer la largeur des impulsions avec une précision de mesure supérieure à celle des autocorrélateurs non-linéaires qui, du fait de l'hypothèse faite sur la forme initiale des impulsions, est de l'ordre de 20%.

La mise en œuvre de la méthode MCI est simple et ne nécessite que du matériel couramment utilisé dans les systèmes de télécommunications optiques à 10 GHz, ce qui la rend très intéressante pour les laboratoires souhaitant disposer d'une technique de mesure performante et peu coûteuse.

Les résultats théoriques présentés ont permis de formaliser le principe de mesure et laissent présager une sensibilité et surtout une résolution de la mesure accrue si l'on améliore la stabilité du dispositif de mesure, et principalement la stabilité de l'interféromètre.

La limitation temporelle que nous avons constatée est due à l'instabilité de l'impulsion de référence et à la résolution mécanique de la ligne à retard. La limitation de la sensibilité en amplitude est due au battement optique signal spontané dans le détecteur (moins le signal optique est bruité et meilleure est la sensibilité de la mesure).

Grâce à cette méthode de mesure, nous avons pu étudier avec précision la remise en forme d'impulsions par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Il en ressort que cette solution permet effectivement d'améliorer la qualité des horloges optiques en améliorant le taux d'extinction des impulsions. Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement l'amélioration du taux d'extinction.

Notre objectif était d'obtenir une source impulsionnelle avec un taux d'extinction des impulsions supérieur à 30 dB. Les impulsions générées par mélange à quatre ondes ne possèdent pas un taux d'extinction suffisant c'est pourquoi, n'ayant pas la possibilité de réaliser un multiplexage OTDM de bonne qualité, nous n'avons pas utilisé cette source impulsionnelle pour notre application.

Bibliographie du chapitre 2

-
- ⁹⁶ I. Shake, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, « High repetition rate optical pulse generation by using chirped optical pulses », *Electronics letters*, Vol. 34 (8), 1998
- ⁹⁷ T. Morioka, « Extreme OTDM transmission issue : Beyond 100 Gbit/s », *Invited Paper ECOC*, Tu6.1.2, 2000
- ⁹⁸ B. Mikkelsen, G. Raybon, R-J. Essiambre, « 160 Gb/s TDM transmission systems », *Invited Paper ECOC*, Tu6.1.1, 2000
- ⁹⁹ M. Nakazawa, « Tb/s OTDM technology », *Proc. ECOC*, Tu.L.2.3, 2001
- ¹⁰⁰ D. Marcuse, « Pulse distortion in single-mode fibers », *Applied Optics*, Vol. 19 (10), pp.1653-1660, May 1980
- ¹⁰¹ B. Eggleton, G. Lenz, N.M. Litchinitser, « Optical pulse compression schemes that use nonlinear Bragg gratings », *Fiber and Intergrated Optics*, Vol. 19, pp.383-421, 2000
- ¹⁰² K. Igarashi, S. Takasaka, T. Inoue, R. Miyabe, J. Yagi, S. Namiki, « Pulse compression and noise characteristics of 160 GHz picosecond pulse train in comb_like dispersion profiled fiber and short highly-nonlinear fiber », *Proc. ECOC*, We3.7.5, 2003
- ¹⁰³ C. Gosset, « Mélange à quatre ondes dans les structures semi-conductrices actives et ses applications à la régénération », thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (ENST), soutenue le 16 décembre 2002
- ¹⁰⁴ H. Ohta, S. Nogiwa, H. Chiba, « Highly sensitive optical sampling system with 100 GHz bandwidth », *Photonics Technology Letter*, Vol 14 (6), 2002
- ¹⁰⁵ J.P Curtis, J.E. Carroll, « Autocorrelation systems for the measurement of picosecond pulses from injection lasers » - *Interntional Journal of Electonics*, Vol. 60(1), pp 87 - 111, 1986
- ¹⁰⁶ B.S. Prade, J.M. Shins, E.T.J. Nibbering, M.A. Franco, A. Mysyrowicz, « A simple method for the determination of the intensity and phase of ultrashort optical pulses », *Optics Communications*, Vol 113, pp 79-84, 1994
- ¹⁰⁷ S.Kawanishi, H.Takara, T. Morioka, « 400 Gb/s TDM transmission of 0,98 ps pulse over 40 km employing dispersion slope compensation », *Proc. OFC*, PD-24, 1996
- ¹⁰⁸ S.Kawanishi, H.Takara, M. Saruwatari and T.Kitoh, « Ultra-high speed phaselocked loop type clock recovery circuit using a travelling-wave laser diode amplifier as a 50 GHz phase detector », *Electronics Letters*, Vol. 29 (19), 1993

-
- ¹⁰⁹ S. Diez, C. Schmidt, D. Hoffmann, B. Sartorius and H. Weber, « Simultaneous sampling of optical pulse intensities and wavelengths by four wave mixing in a semiconductor optical amplifier », *Applied Physics Letters*, Vol. 73 (26), 1998
- ¹¹⁰ N. Doran, K. Blow, « Soliton in optical communications », *Journal of Quantum Electronics* Vol. QE-19 (12), 1983
- ¹¹¹ N.A. Olsson, « Lightwave systems with optical amplifiers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7 (7), 1989
- ¹¹² L. Chusseau, C. Kazmierski, « Optimum Linear Pulse Compression of a Gain-Switched 1.5 μm DFB Laser », *Photonics Technology Letter*, Vol 6(1), 1994
- ¹¹³ G.P. Agrawal, N.K. Dutta, « Long-wavelength semiconductor lasers » Van Nostrand Reinhold Company Inc, 1986
- ¹¹⁴ N.K. Dutta, R.J. Nelson, P.A. Barnes, « Temperature dependence of threshold and electrical characteristics of InGaAsP-InP D.H. lasers », *Electronics Letters*, Vol. 16, pp 653, 1980
- ¹¹⁵ J. Buus, « Dynamic line broadening of semiconductor lasers modulated at high frequencies », *Electronics Letters*, Vol. 21 (4), p 129, February 1985
- ¹¹⁶ G.P. Agrawal, N.K. Dutta, « Long-wavelength semiconductor lasers » Van Nostrand Reinhold Company Inc, p.258, 1986
- ¹¹⁷ C.H. Henry, « Theory of the linewidth of semiconductor lasers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-18(2), February 1982
- ¹¹⁸ K. Vahala, L.C.. Chiu, S. Margalit and A . Yariv, « On the linewidth enhancement factor α in semiconductor injection lasers », *Applied Physics Letters*, Vol. 44(8), 15 April 1983
- ¹¹⁹ A.E. Siegman, « Lasers », University Science Books, 1986
- ¹²⁰ G.P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », Academic Press (Snd Ed) 1995
- ¹²¹ J. Zhou, N. Park, J.W. Dawson, K.J. Vahala, M. A. Newrick, U. Koren and B.I. Miller, « Highly non-degenerated four wave mixing and gain nonlinearity in a strained multiple quantum well optical amplifier », *Applied Physics Letters*, Vol 62, pp. 2301-2303, 1993
- ¹²² S. Kawanishi, T. Morioka, O. Kamatani, H. Takara and M. Saruwatari, « 100 Gbit/s, 200 km optical transmission experiment using extremely low jitter PLL timing extraction and on polarisation insensitive four wave mixing », *Electronics Letters*, Vol. 30 (10), 1994
- ¹²³ C. Gosset, G.H. Duan, « Extinction ratio improvement and wavelength conversion based on four-wave mixing in a semiconductor amplifier », *Photonics Technology Letters*, Vol. 13, February 2001
- ¹²⁴ K. Smith, J. Doran, « Pulse shaping, compression and pedestal suppression employing a non linear optical loop mirror », *Optics Letters*, Vol. 25 (22), 1990
- ¹²⁵ M. Pelusi, Y. Matsui, A. Susuki, « Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear optical loop mirror », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35 (6), 1999

-
- ¹²⁶ J.M.Wiesenfeld, « Gain dynamics and associated nonlinearities in semiconductor optical amplifier », *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, Vol. 7 (1), p.p. 179-222, 1996
- ¹²⁷ L. Lu, Y. Dong, H. Wang, W. Cai and S. Xie, « Bit error-rate performance on pump and signal powers of the wavelength converter based on FWM in semiconductor optical amplifier », *Photonics Technology Letters*, Vol. 12 (7), July 2000
- ¹²⁸ G.P. Agrawal, N.K. Dutta, « Long-wavelength semiconductor lasers » Van Nostrand Reinhold Company Inc, p.258, 1986
- ¹²⁹ G.P.Agrawal « Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers », *Journal of Optical Society of America B*, Vol.5 (1), January 1988
- ¹³⁰ J. Zhou, N. Park, J.W. Dawson & al., « Efficiency of broadband four wave mixing wavelength conversion using semiconductor traveling-wave amplifiers », *Photonics Technology Letters*, Vol.6 (1), January 1994

Chapitre 3

Etude théorique des fonctions optiques
à base de SOA considérées

Introduction

Ce chapitre est dédié principalement à la simulation des fonctions optiques à base de SOA que nous avons étudiées au laboratoire. Cette démarche a pour objectif de comprendre leur fonctionnement et de prévoir théoriquement leurs performances dans un environnement système.

L'utilisation des amplificateurs à semi-conducteurs a été motivée par leurs nombreuses qualités optiques dans les systèmes de télécommunications¹³¹ à savoir une faible dimension (capacité d'intégration), des gains d'amplification importants (>30 dB en module) et une faible sensibilité à la polarisation (0,5 dB entre les deux axes de polarisation).

Les deux fonctions optiques que nous avons étudiées sont : le NOLM¹³² et le Double-Etage de SOA, fonctionnant toutes deux sur le principe de la modulation du gain dans les SOA (le fonctionnement détaillé du NOLM-SOA est présenté dans la partie 2.2 du chapitre 3 et celui du double étage de SOA, dans la partie 3.1 du chapitre 3).

La simulation de ces fonctions optiques passe par l'étude détaillée des SOA aussi bien à l'échelle du composant que dans un environnement système. Pour cela, il est important de dégager les paramètres utiles au fonctionnement des régénérateurs. C'est à dire la caractéristique statique du gain (en fonction de la puissance optique injectée), la dynamique de recombinaison des porteurs, et la génération d'émission spontanée amplifiée.

Nous utiliserons un modèle simple permettant une approche qualitative de la modulation du gain dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Afin de valider les résultats obtenus, ce modèle sera comparé à un modèle plus complet basé sur une approche quantitative des phénomènes physiques mis en jeu.

La modélisation du NOLM sera obtenue en intégrant le modèle des SOA dans celui de l'interféromètre à boucle de Sagnac¹³³.

La modélisation du double étage découle directement de celle des SOA. Son originalité est basée sur deux compressions successives et « synchrones » du gain dans le SOA, afin d'améliorer sensiblement le taux d'extinction du signal de sortie¹³⁴.

L'outil de simulation en place, nous tenterons de comprendre le fonctionnement du NOLM et le transfert du bruit dans les fonctions optiques non-linéaires (NOLM et Double Etage de SOA). Ensuite, nous pourrons passer à la caractérisation des propriétés propres à chaque fonction permettant d'améliorer le signal optique via une réduction du bruit sur les données et / ou une augmentation du taux d'extinction du signal.

Nous allons particulièrement nous intéresser au potentiel du NOLM en configuration « réflexion ». Cette configuration¹³⁵ n'a jamais été réellement exploitée à notre connaissance pour des applications de régénération du signal. Nous pourrons alors évaluer les qualités de

régénération du NOLM en « réflexion » et les comparer à la configuration classique du NOLM fonctionnant en « transmission ».

1 Modélisation statique et dynamique du gain des SOA

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des structures du type « laser Fabry-Perot » dont les faces clivées ont été traitées anti-reflet pour minimiser les réflexions de la cavité et favoriser l'élargissement homogène de la raie laser.

En régime statique, ces amplificateurs optiques à semi-conducteurs possèdent un seuil d'amplification très bas et une puissance de saturation du gain qui dépend principalement de la puissance optique injectée dans la zone active. Au-delà de cette puissance optique en entrée, le SOA est en régime de gain saturé ce qui lui confère un comportement non-linéaire en transmission.

Contrairement aux amplificateurs à base d'ions de terres rares (comme les amplificateurs à fibre dopée erbium dans les systèmes de télécommunications optiques), à très haut débit, les SOA vont générer des distorsions sur le signal en régime d'amplification linéaire¹³⁶.

Néanmoins, la dynamique rapide du gain dans les SOA permet de réaliser des fonctions optiques pour le traitement tout-optique du signal, basées principalement sur la modulation du gain et sur la modulation de la phase, par injection d'une pompe optique saturante (modulation croisée) ou en auto-saturation (configuration qui n'a pas été étudiée lors de la thèse).

Notre travail s'est appuyée sur des modèles déjà existants. Les conditions d'étude que nous avons souhaité prendre en compte sont les suivantes :

- L'amplificateur est non résonnant (traitement antireflet parfait tel que $r = 0$) et sans pertes ($\alpha_{\text{int}} = 0$).
- Fonctionnement en régime de modulation croisée du gain. La pompe module le gain que va subir la sonde (pompe / sonde).
- On néglige les processus d'intermodulation des porteuses pouvant entraîner du mélange à quatre ondes.
- Le temps de recombinaison du gain (lié au temps de recombinaison des porteurs de charge τ_e) est compatible avec les transmissions supérieures à 10 Gbit/s (i.e., τ_e nettement inférieur à 100 ps dans les conditions normales d'utilisation).

1.1 Les équations fondamentales du gain dans les SOA

Il semble important d'introduire les grandeurs caractéristiques utilisées dans le modèle et de justifier les conditions de l'étude.

Tout d'abord nous pouvons introduire le gain matériau linéique du SOA : g_{mat}

Ce paramètre va dépendre principalement de la densité des porteurs de charge dans la zone active : N

La densité de porteurs de charge est déterminée par le courant de polarisation du SOA et la puissance optique injectée dans la zone active.

Le facteur de confinement Γ correspond à la fraction du champ incident injecté dans la zone active ($\Gamma \approx 0,5$ dans les structures de type « bulk »).

Nous définissons alors le coefficient d'amplification linéique comme le gain matériau réel (qui va dépendre de la forme du mode transverse injecté) :

$$g = \Gamma \cdot g_{mat} \quad (3.1)$$

Ce coefficient rend compte de la structure microscopique de l'amplificateur optique.

Nous pouvons aussi définir le gain de l'amplificateur qui va traduire l'amplification :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (3.2)$$

En ce qui concerne l'aspect dynamique du gain, nous considérons un système à deux niveaux qui permet de ne pas prendre en compte les relaxations intra-bandes¹³⁷ (typiquement de l'ordre de 0,8 ps).

Les temps de vie des niveaux sont associés aux recombinaisons radiatives¹³⁸ (inter-bandes) directement liées à l'évolution de la densité de porteurs.

Nous ne prenons pas en compte dans le modèle les temps de vie des recombinaisons non radiatives beaucoup plus lentes et sans effet sur la dynamique du gain à très haut débit de modulation.

Pour ce système à deux niveaux, nous distinguons le taux de pompage (taux d'injection de courant I) et les taux de recombinaisons spontanées et stimulées qui vont dépendre de la puissance optique injectée P_{in} .

Nous ne tenons pas compte du profil parabolique du gain dans les SOA en fonction de la longueur d'onde. Nous considérons que le gain est constant dans la zone spectrale d'étude.

1.1.1 A l'échelle du composant

Le processus d'amplification passe par l'expression locale du coefficient d'amplification $g(z, \tau)$ pour z , la distance dans la zone active du SOA et τ le temps réduit (notation déjà introduite dans le chapitre 2 qui exprime le temps dans le référentiel de l'impulsion).

La puissance optique peut s'exprimer localement par l'équation (3.3)

$$\frac{\partial P(z, \tau)}{\partial z} = g(z, \tau) \cdot P(z, \tau) \quad (3.3)$$

Nous exprimons alors le coefficient d'amplification local à partir de l'évolution spatio-temporelle des porteurs de charge dans la structure semi-conductrice. Au-delà de la transparence (densité de porteurs N_0 à la transparence, état pour lequel gain et absorption intrinsèques du matériau sont nuls), les porteurs de charge disponibles vont déterminer le gain par le biais du coefficient de gain différentiel a :

$$g(N) = a(N - N_0) \quad (3.4)$$

Soit N , la densité de porteurs de charge comme une fonction de z et τ

Le gain petit signal (pour une puissance optique en entrée de l'amplificateur quasi nulle) est alors donné par $g_0 = aN_{ss}$ avec N_{ss} la densité de porteurs en régime petit signal (avec $N_{ss} \gg N_0$).

a) Le régime dynamique

Nous exprimons ensuite l'équation d'évolution temporelle de la densité de porteurs dans le SOA donné par Agrawal¹³⁹ :

$$\frac{\partial N(z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_e} - \frac{P_{in}(z, \tau)}{h\nu \cdot A_{eff}} \cdot g[N(z, \tau)] \quad (3.5)$$

avec V le volume de la zone active, A_{eff} le diamètre du mode, q la charge de l'électron, h la constante de Planck, ν la fréquence du champ incident et P_{in} sa puissance optique.

On injecte dans l'équation (3.5) l'expression de la densité de porteurs obtenue à partir de l'équation (3.4).

Nous posons $E_{SAT} = \frac{h\nu \cdot A_{eff}}{a}$ qui représente l'énergie de saturation « optique » du gain dans le SOA au delà de laquelle le SOA se trouve en régime de compression de gain.

Nous posons également $g_0 = a \cdot N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right)$ qui représente le gain « petit signal » ou « non saturé », avec $I_0 = \frac{qV}{\tau_e} \cdot N_0$ le courant à la transparence.

Nous obtenons l'expression de l'équation différentielle sur le coefficient d'amplification qui va nous permettre de traduire l'évolution temporelle du gain dans le SOA:

$$\frac{\partial g(z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{g_0 - g(z, \tau)}{\tau_e} - \frac{P_{in}(z, \tau)}{E_{SAT}} \cdot g(z, \tau) \quad (3.6)$$

b) Le régime statique

En posant $\tau = 0$ dans l'équation (3.6) et en introduisant la puissance optique de saturation $P_{SAT} = \frac{E_{SAT}}{\tau_e}$, l'équation (3.6) devient l'équation de la saturation du coefficient d'amplification en régime « petit signal » (3.7) :

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{in}}{P_{SAT}}} \quad (3.7)$$

Toutes ces équations devront être intégrées sur toute la longueur de la zone active afin que les résultats théoriques puissent être comparés aux grandeurs physiques mesurables telles que le gain optique et la puissance optique.

Dans la suite du chapitre, nous allons essayer de faire correspondre aux grandeurs microscopiques utilisées pour l'expression rigoureuse des phénomènes physiques dans les SOA, des grandeurs macroscopiques accessibles à la mesure.

L'intégration du coefficient d'amplification microscopique g sur la longueur de la zone active du SOA va nous donner l'expression du gain G .

1.1.2 A l'échelle de l'opérateur

Nous définissons tout d'abord la coefficient d'amplification intégré en z : $h(\tau) = \int_0^L g(z, \tau) \cdot dz$

On intègre l'équation (3.3) sur z , ce qui nous donne :

$$\int_0^L \frac{\partial P(z, \tau)}{P(z, \tau)} = \int_0^L g(z, \tau) \cdot dz \quad \Leftrightarrow \quad \ln(P_{z=L}(\tau)) - \ln(P_{z=0}(\tau)) = h(\tau)$$

Alors $G(\tau) = \exp(h(\tau))$ permet d'avoir la relation entre le coefficient de gain intégré sur la longueur de la zone active du SOA et le gain « mesurable » dans le SOA :

$$P_{out}(\tau) = P_{in}(\tau) \cdot \exp(h(\tau)) \quad (3.8)$$

Le gain petit signal local est une constante sur toute la longueur du SOA, on a donc la relation :

$$G_0 = \exp(g_0 \cdot L)$$

L'équation (3.6) peut être modifiée à partir de l'équation (3.3) en remplaçant $g(z, \tau) \cdot P(z, \tau)$ par $\partial P(z, \tau) / \partial z$.

En intégrant en z , tel que $\int_0^L \frac{\partial P(z, \tau)}{\partial z} dz = P_{out}(\tau) - P_{in}(\tau) = P_{in}(\tau) [\exp(h(\tau)) - 1]$, on obtient l'équation (3.9) :

$$\frac{\partial h(\tau)}{\partial z} = \frac{g_0 L - h(\tau)}{\tau_e} - \frac{P_{in}(\tau)}{E_{sat}} [\exp(h(\tau)) - 1] \quad (3.9)$$

La résolution de l'équation différentielle du premier ordre (3.9) par la méthode numérique de Runge-Kutta permet d'obtenir l'expression de $h(\tau)$ et donc de $G(\tau)$. L'énergie du signal saturant le gain est l'intégrale de l'enveloppe des impulsions de pompe.

Le taux de compression dynamique pourra correspondre au taux de compression statique dans le cas où les impulsions de pompe sont suffisamment longues.

La recombinaison du gain est régie par la recombinaison des porteurs de charge présents dans la zone active du semi-conducteurs¹⁴⁰.

Nous allons distinguer deux types de recombinaisons :

La première est dite spontanée, c'est à dire qu'elle a lieu lorsque l'on injecte un courant dans le SOA en l'absence de puissance optique incidente et correspond à la recombinaison d'une paire électron / trou (via différents processus physiques propres à la théorie des semi-conducteurs). Ce terme de recombinaison des porteurs est exprimé dans τ_e et se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{1}{\tau_e} = f(N) = A + B.N + C.N^2 \quad (3.10)$$

A est le terme de recombinaisons non radiative sur centres profonds, B le terme de recombinaisons radiatives et C le terme de recombinaisons Auger¹⁴¹.

La seconde correspond à la présence d'un champ optique dans la zone active du SOA, c'est pourquoi elle est dite stimulée. En reprenant l'équation d'évolution dynamique des porteurs de charge (3.5), on peut exprimer ce terme de recombinaison supplémentaire :

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = \frac{I}{qV} - N \cdot \left[\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{stim}} \right] \quad (3.11)$$

Combiné à la relation (3.4), on exprime la recombinaison stimulée ainsi :

$$\frac{1}{\tau_{stim}} = \frac{a.P_{in}}{h\nu.A_{eff}} - \frac{a.N_0.P_{in}}{N.h\nu.A_{eff}} \quad (3.12)$$

Nous pouvons ainsi exprimer simplement la dynamique de recombinaison des porteurs via le taux de recombinaison effectif :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_{stim}} \quad (3.13)$$

Les figures suivantes simulent le comportement du taux de recombinaison effectif des porteurs pour les différents fonctionnements du SOA. Toutes les grandeurs utilisées dans le modèle sont récapitulées dans le Tableau 1 :

La Figure 54 donne le taux de recombinaison spontanée. Cette courbe permet d'avoir un ordre de grandeur de la vitesse de recombinaison des porteurs en régime statique (0,5 ns à 300 mA).

Le courant injecté peut aussi être exprimé par la densité de porteurs de charge (densité de courant) dans la zone active du SOA.

La Figure 55 nous montre bien que lorsque l'on injecte un champ optique dans le SOA, on accélère considérablement le taux de recombinaison stimulé des porteurs de charge. Cette simulation nous montre qu'à partir de -20 dBm optique, le taux de recombinaison stimulée devient prépondérant, et plus on aura de puissance optique et plus le temps de recombinaison sera petit. Pour une puissance de $+20$ dBm, le taux de recombinaison est de l'ordre de la dizaine de picosecondes.

Dans ces conditions, si notre objectif est de réaliser des modulations rapides, compatibles avec des transmissions à très haut débit (au delà de 10 Gbit/s), la solution pour recombiner plus rapidement et de manière régulière est l'injection dans la zone active d'une sonde de maintien^{142,143}.

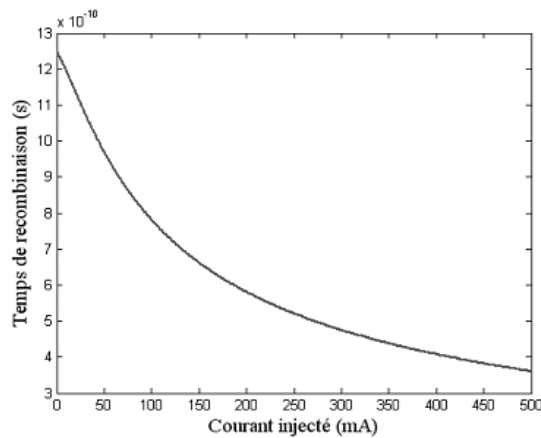


Figure 54 : Recombinaisons spontanées des porteurs de charge pour différents courants de polarisation du SOA

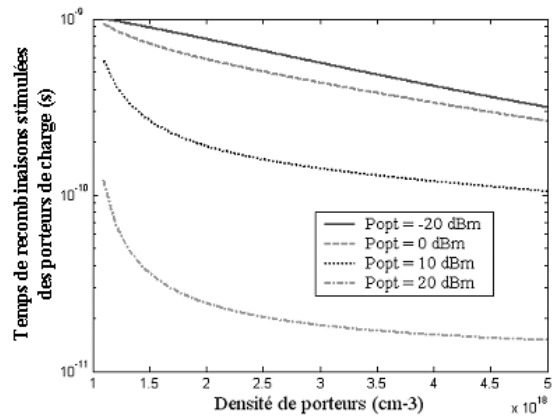


Figure 55 : Recombinaisons des porteurs accélérées par la présence d'un champ optique injecté

Cette approche physique nous permet de comprendre les mécanismes de recombinaisons des porteurs de charge et par conséquent, du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs. La dynamique du gain est régie par cette recombinaison des porteurs, ce qui sera un facteur limitatif pour les applications de télécommunications à très haut débit.

Pour le reste de la modélisation, nous allons considérer le SOA en fort régime de saturation du gain. Ainsi, nous pouvons considérer un taux de recombinaisons de l'ordre de la dizaine de picosecondes pour nos applications en régime dynamique sachant que nous ne tenons compte que de la puissance optique du signal modulant.

En configuration pompe / sonde, la puissance optique continue injectée dans le SOA doit être suffisante pour pouvoir appliquer cette approximation.

La Figure 56 montre les résultats de simulation du temps de recombinaisons effectifs des porteurs en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA.

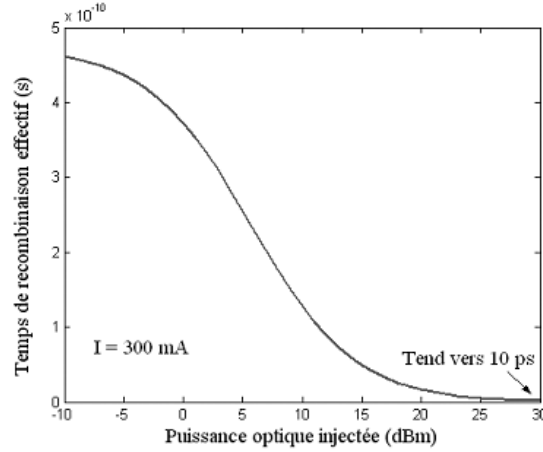


Figure 56 : Recombinaison des porteurs en fonction de la Puissance optique pour une densité de porteurs de $3,6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (correspond à un courant de 300 mA)

Ainsi, la modélisation de la dynamique du gain peut se résoudre de la façon suivante. L'exponentielle de l'équation (3.9) prise en régime stationnaire donne l'équation implicite (3.14).

$$G(z) = G_0 \cdot \exp \left[\left(1 - G(z) \right) \cdot \frac{P_{in}}{P_{SAT}} \right] \quad (3.14)$$

Cette équation permet d'obtenir la courbe de gain saturé du SOA en régime statique dont un exemple est présenté sur la Figure 57. Elle permet aussi de mettre en évidence la saturation du gain pour des fortes puissance de pompe injectées dans le SOA.

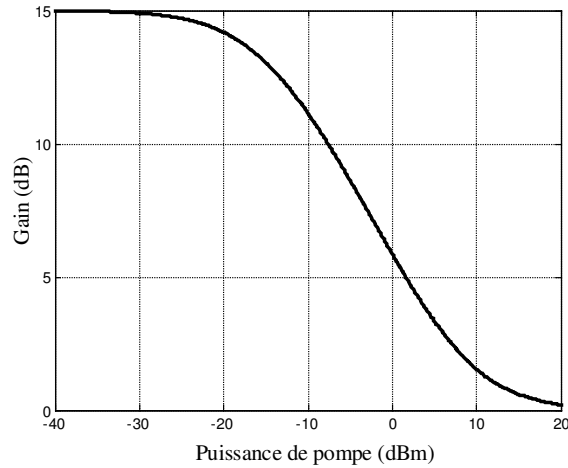


Figure 57 : Courbe de saturation du gain du SOA en régime statique

Le gain petit signal est de 15 dB, une puissance de saturation de -12 dBm pour un courant de polarisation de 300 mA. Grâce à cette expression statique on peut retrouver la valeur de P_{SAT} à partir de la puissance de pompe nécessaire à la compression de gain de 3dB. Nous pouvons alors nous baser sur des valeurs expérimentales et appliquer le modèle à tout type de SOA.

$$P_{3dB} = \frac{2 \cdot \ln 2 \cdot P_{SAT}}{G_0 - 2} \quad (3.15)$$

Nous nous plaçons alors volontairement dans le cadre d'une modulation du gain essentiellement régie par la modulation de la lumière saturante (pompe). Ces hypothèses vont considérablement faciliter l'étude théorique des SOA et par conséquent les simulations des fonctions optiques à base de SOA.

Nous avons par ailleurs choisi d'étudier la réponse en gain d'un SOA soumis à des impulsions saturantes relativement longues. Pour prendre un ordre de grandeur, les SOA utilisés possèdent à 300 mA des temps de recombinaison de l'ordre de la vingtaine de picosecondes. Les durées des impulsions du signal de pompe sont supérieures à 20 ps, compatibles avec les modulations NRZ ou RZ à 10 Gbit/s.

Nous n'avons pas étudié au cours de ces travaux des modulations du gain à des débits supérieurs.

Connaissant le format des données en entrée du SOA (pompe), le gain petit signal G_0 et la puissance de saturation à 3 dB pour un signal de sonde choisi en entrée (environ -10 dBm pour toutes les simulations et expériences), nous pouvons déterminer la puissance de saturation dans le SOA nécessaire à la modélisation du taux de compression dynamique des SOA.

La Figure 58 présente la réponse du gain du SOA (*b*) modulé par un signal RZ de largeur à mi-hauteur de 50 ps (*a*), sous la forme de diagrammes de l'œil. Il suffit de rentrer les bonnes puissances de pompe pour obtenir le taux d'extinction souhaité du signal en sortie du SOA. Pour la simulation, le taux de compression du gain obtenu est de 8 dB.

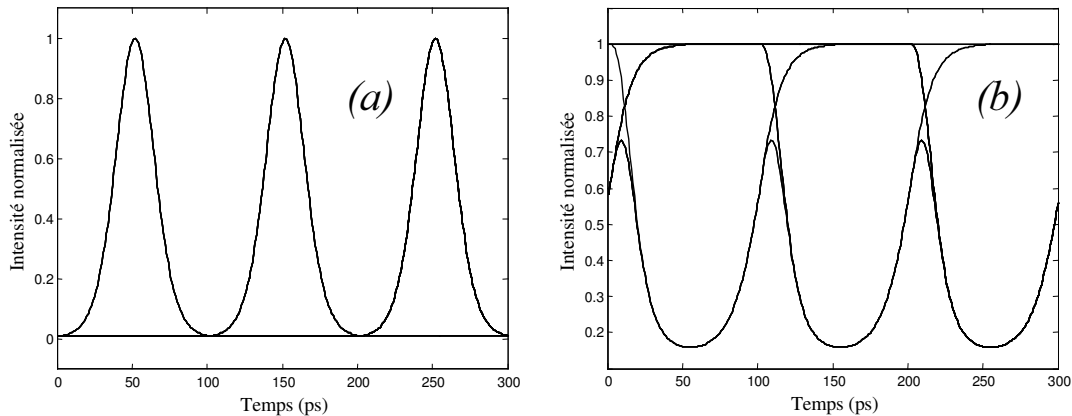


Figure 58 : Simulation de la modulation du gain dans un SOA (*b*) par un signal RZ à 10 Gbit/s (*a*)

La puissance crête des impulsions (largeurs de 50 ps) est de -20 dBm, la puissance de saturation du gain par la pompe est de -10 dBm, l'énergie de saturation est de 10 fJ, le temps de recombinaison des porteurs est de 10 ps.

Les grandeurs physiques utilisées dans la modélisation sont récapitulées dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Grandeurs physiques utilisées pour la modélisation du SOA

Longueur d'onde :	$\lambda = 1,55 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Largeur / hauteur de la zone active	$w/d = 0,5 \cdot 10^{-6}$
Aire effective du SOA :	$A_{eff} = 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$
Longueur communément utilisée :	$L = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Facteur de confinement :	$\Gamma = 0,8$
Coefficient de gain :	$a = 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Densité de porteurs à la transparence :	$N_0 = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Coefficient de recombinaison Non Radiative	$A = 8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Coefficient de recombinaison Radiative	$B = 1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
Coefficient de recombinaison Auger	$C = 7 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
Temps de recombinaison spontané	$\tau_e \approx 0,5 \text{ ns}$

1.1.3 Validation du modèle de gain des SOA

Le modèle que nous avons utilisé est un modèle simple au regard des processus physiques pris en compte pour son élaboration.

Une modélisation plus rigoureuse du gain dans les SOA fait l'objet de travaux au sein du laboratoire¹⁴⁴. Il inclut notamment la contribution de l'émission spontanée amplifiée (co et contra-propagative dans la zone active) ainsi que tous les termes de recombinaison et relaxation des porteurs de charge.

Ce modèle permet l'étude rigoureuse de la compression du gain et principalement par des impulsions optiques saturantes très courtes (de l'ordre de quelques picosecondes de largeur temporelle). Il permet une approche quantitative de la modulation du gain dans les SOA.

Pour poursuivre notre étude en régime de compression du gain par des signaux RZ à 10 Gbit/s (correspond à des impulsions de largeur temporelle de 50 ps environ), nous avons comparé les résultats obtenus avec notre modèle simple avec ceux obtenus avec le modèle complet. Les résultats sont présentés sur la Figure 59.

Les simulations sont obtenues pour une puissance de pompe de -10 dBm et une puissance de sonde également de -10 dBm, un courant de polarisation de 270 mA et une énergie de saturation (U_{sat}) de 0,007 pJ.

L'impulsion saturante est du type sécante hyperbolique et possède une durée de 50 ps à mi-hauteur.

Les résultats montrent bien que pour ce type d'impulsion de pompe (du même ordre de grandeur temporelle que les signaux que nous allons utiliser par la suite), les deux modèles

donnent des résultats équivalents en ce qui concerne le taux de compression du gain et surtout sur l'évolution de la recombinaison du gain.

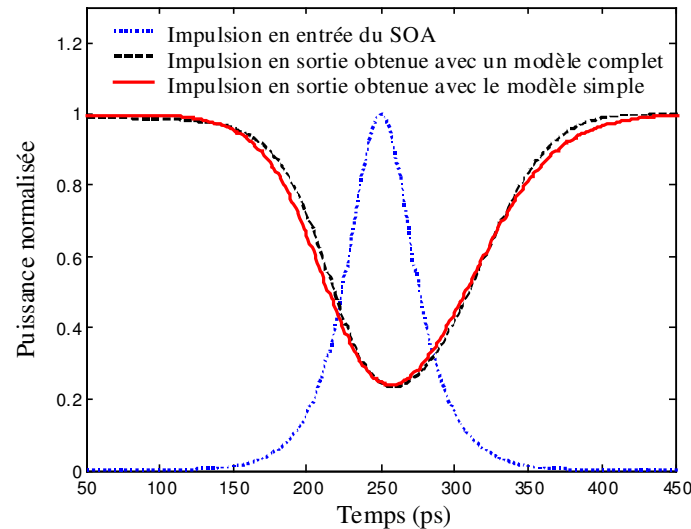


Figure 59 : Validation du modèle de dynamique du gain dans les SOA que nous avons utilisé par comparaison avec un modèle complet

1.2 Généralités sur la mesure du bruit d'émission spontanée

Nous allons nous intéresser dans cette partie à définir le bruit optique dans les amplificateurs optiques et plus particulièrement dans les SOA.

Nous allons rappeler quelques éléments de théorie des signaux pour distinguer signal utile et bruit optique.

Nous reviendrons sur l'origine physique des différents bruits mis en jeu lors de la détection des signaux.

Nous précisons les conditions expérimentales utilisées dans les systèmes de télécommunications¹⁴⁵ pour limiter l'influence du bruit sur la mesure du signal portant l'information¹⁴⁶.

Nous étudierons le bruit des amplificateurs optiques et particulièrement celui des SOA (en régimes statique et dynamique).

1.2.1 Théorie des signaux

On peut prendre une approche mathématique pour distinguer les deux types de signaux qui entrent dans le cadre de notre étude, à savoir le signal d'information et le bruit optique qui lui est associé dans un système de télécommunications optiques.

Les signaux à énergie finie, qui sont physiquement réalisables (le signal optique portant l'information).

Les signaux à puissance moyenne finie (PMF), qui permettent de modéliser correctement les signaux constants, périodiques et aléatoires. Pour cela, il faut considérer que le bruit est indépendant de la fréquence (définition du bruit blanc). En première approximation tout processus aléatoire stationnaire peut être considéré comme un processus gaussien. Ainsi, les bruits que nous allons rencontrer seront parfaitement déterminés par leur valeur moyenne et leur variance. Cette simplification permet de traiter le bruit indépendamment de son origine physique.

Ces deux types de signaux sont de la classe L^2 et ils possèdent une transformée de Fourier. Dans ces conditions, on peut appliquer le théorème de Parseval :

$$\int_{\mathbb{R}} |P_{opt}(t)|^2 dt = \int_{\mathbb{R}} |\hat{P}_{opt}(f)|^2 df = \int_{\mathbb{R}} S_{opt}(f) df \quad (3.16)$$

S_{opt} étant la Densité Spectrale d'Energie et $P_{opt}(t)$ la puissance optique instantanée.

et le théorème de Wiener-Khintchine :

$$\text{fonction d'auto / inter-corrélation du signal en intensité} = TF \{ \text{Densité Spectrale} \} \quad (3.17)$$

Dans un premier temps, une approche physique du théorème de Parseval nous dit que l'on a accès à la puissance optique du signal aussi bien par sa représentation temporelle que par sa représentation fréquentielle. Cette remarque nous permet de mesurer la puissance des signaux par mesure directe (photodétecteur) ou bien avec un analyseur de spectre optique.

Le théorème de Wiener-Khintchine nous dit que la fonction d'intercorrélation du signal avec une fonction d'appareil (typiquement celle d'un analyseur de spectre optique) donne directement accès à la densité spectrale du signal si la fonction de transfert de l'appareil est constante sur la gamme de fréquence considérée.

a) La détection quadratique

De manière générale, les signaux peuvent être mesurés par détection directe aussi appelée détection quadratique. La puissance électrique mesurée aux bornes de la photodiode s'exprime :

$$P_{elec} = R_c \cdot I_{tot}^2 = R_c \cdot (I_p + \Delta I_{electrique})^2$$

Soit R_c la résistance de charge du photo-détecteur, I_p est le photocourant et $\Delta I_{electrique}$, la composante de bruit électrique qui s'ajoute au photocourant. Cette dernière est constituée des principaux bruits pris en compte dans les photo-détecteurs, à savoir le bruit de grenaille et le bruit thermique (on pourra se reporter au Tableau 2).

Le terme quadratique signifie que la puissance électrique est proportionnelle au carré de la puissance optique.

Le photocourant est proportionnel à la puissance optique moyennée dans le temps (\bar{P}_{opt}), sur le détecteur:

$$I_p = R \cdot \bar{P}_{opt} \quad (3.18)$$

R est la fonction de réponse du photo-détecteur avec son expression la plus simple :

$$R = \eta \cdot \frac{q}{h\nu} = \frac{\eta \cdot \lambda}{1,24}$$

Cette grandeur est directement liée au rendement quantique η du photo-détecteur, λ correspond à la longueur d'onde des photons.

Nous pouvons maintenant nous intéresser à la puissance du signal optique qui est composé, du signal portant l'information et de bruits d'origines diverses, récapitulées dans le Tableau 2 .

En ce qui concerne les bruits optiques, on peut globalement présenter le RIN comme un bruit intrinsèque au laser dont l'amplitude dépend de la fréquence du laser. Il est donc indissociable du signal.

Par contre, le bruit d'émission spontanée amplifiée peut-être vu comme un bruit additif au signal en champ possédant une statistique gaussienne. Son origine est principalement due à la présence d'amplificateurs optiques dans le système.

Tableau 2 : Récapitulatif des bruits rencontrés lors de la détection optique

Nom	Domaine	Origine physique	Expression des densités spectrales de bruit
Bruit thermique (bruit de Johnson) : σ_s^2	Electronique	Agitation moléculaire des porteurs de charge due à la température (statistique gaussienne en première approximation). Bruit présent dans tout matériau résistif traversé par un courant.	$S_T = \frac{4 \cdot k_B \cdot T}{R_L}$ k_B = Constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$) R_L = Résistance de charge du photodétecteur T = la température (K)
Bruit de grenaille (Shot noise) : σ_s^2	Electronique	Processus aléatoire lié à la fluctuation du nombre de porteurs de charges (statistique gaussienne en première approximation). Bruit possédant une statistique de poisson pour $\langle N \rangle < 10$, qui peut être approximée à une statistique gaussienne pour $\langle N \rangle > 100$ (formule de Stirling).	$S_G = 2 \cdot q \cdot (I_d + I_{obs})$ I_p = Photocourant I_{obs} = Courant d'obscurité du photorecepteur q = Charge de l'électron ($1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) N = nombre d'évènements (photons détectés)
R.I.N. (pour « Relative Intensity Noise » bruit d'intensité)	Optique	Fluctuation des processus de génération des photons en fonction de la fréquence.	$RIN(\nu) = \frac{\langle \Delta P_{opt}^2 \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2}$
Bruit d'Emission Spontanée Amplifiée	Optique	Fluctuation de l'énergie des photons non stimulés dans le processus de génération de lumière (dans tout milieu amplificateur). Statistique gaussienne du champ en première approximation.	$S_{ASE} = 2 \cdot (G - 1) \cdot n_{sp} \cdot h\nu$ G = Gain (facteur d'amplification) n_{sp} = Facteur d'émission spontanée

En ce qui concerne les bruits électriques, le bruit thermique est intrinsèque au détecteur et ne va dépendre que de la température. Il peut ainsi être distingué du courant d'obscurité, qui va lui dépendre de la nature du détecteur utilisé.

En ce qui concerne le bruit de grenaille, il ne va dépendre que de la puissance optique détectée (proportionnel au photo-courant).

b) Détection en présence d'amplificateurs optiques

Cette partie va figer le contexte d'étude afin de minimiser le bruit devant le signal pour réaliser des mesures de bonne qualité et bien sûr pouvoir les comparer à la théorie.

Pour ce faire, on considère un système composé d'un signal d'information à détecter dans une bande de fréquence B , d'un amplificateur de gain G , d'un filtre optique de bande passante B_0 et d'un photo-détecteur de bande passante électrique Δf .

Les bruits électriques :

Pour minimiser la contribution du bruit thermique il faut faire fonctionner le photo-détecteur avec une forte puissance incidente. Le fait de placer un pré-amplificateur dans le récepteur permet de rendre le bruit de grenaille dominant par rapport au bruit thermique, nous avons dans ces conditions $\sigma_g \gg \sigma_s$.

Les bruits optiques :

Pour des puissances laser suffisantes à l'émission, nous pouvons facilement nous affranchir de la contribution du RIN pour notre application.

Par contre, l'émission spontanée amplifiée apportée par l'amplificateur pourra être minimisée en faisant fonctionner ce dernier dans de bonnes conditions.

Tout d'abord, il faut rappeler que le bruit des amplificateurs peut être représenté par un processus gaussien centré, de densité spectrale de puissance bilatérale (autour de la fréquence de la porteuse) pouvant être considérée comme constante et notée S_{ASE} . La puissance d'ESA après filtrage est notée $P_{ASE} = S_{ASE} \cdot B_0$ pour chaque état de polarisation.

En sortie de l'amplificateur, on considère le champ $E_s = \sqrt{G} \cdot E_E$ pour E_E le champ en entrée.

Le bruit d'ESA est additif au signal utile et est noté E_{Bruit} .

La détection quadratique va générer dans le photo-détecteur un battement résultant de l'interférence entre les différentes composantes optiques détectées:

$$I_p \rightarrow R \cdot \left[\underbrace{E_s \cdot E_s^*}_{\text{Battement spontané / spontané}} + \underbrace{E_{Bruit} \cdot E_{Bruit}^*}_{\text{Battement signal / spontané}} + 2 \cdot \underbrace{\sqrt{|E_s|^2} \cdot \sqrt{|E_{Bruit}|^2} \cdot \cos \Omega(t)}_{\text{Battement signal / spontané}} \right]$$

avec $\Omega(t) = [\omega_s - \omega_{Bruit}] \times t$.

Nous distinguons bien deux composantes de bruit détectées à savoir le battement spontané / spontané et le battement signal / spontané.

Par définition, la phase du bruit est parfaitement aléatoire, c'est à dire qu'en puissance optique moyenne dans le temps, on a :

$$\langle I_p \rangle = P_s + P_{ASE} + \langle I_{\text{battement signal / spontané}} \rangle \text{ avec } \langle I_{\text{battement signal / spontané}} \rangle = 0$$

Remarque : Si le détecteur est suffisamment rapide, le battement signal / spontané pourra être mesuré et rendra possible la mesure de facteur Q du signal.

Toutes les composantes de bruit étant décorréliées, nous pouvons ajouter les variances de chaque distribution pour obtenir la variance du bruit total après photo-détection :

$$\sigma_{totale}^2 = \sigma_{elec}^2 + \sigma_{opt}^2 = \sigma_t^2 + \sigma_g^2 + \sigma_{sp/sp}^2 + \sigma_{s/sp}^2 \quad (3.19)$$

σ_t , l'écart type sur bruit thermique et σ_g , l'écart type sur le bruit de grenaille (shot-noise).

L'expression des variances de chaque composantes de bruit optique détecté à la sortie d'un amplificateur optique de gain G :

$$\begin{aligned} \sigma_{s/sp}^2 &= 4R_c \cdot G \cdot P_s \cdot S_{ASE} \cdot \Delta f \\ \sigma_{sp/sp}^2 &= 4R_c^2 \cdot S_{ASE}^2 \cdot \Delta f \cdot B_0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

avec R_c la résistance de charge du détecteur, q la charge de l'électron, P_s la puissance optique du signal, S_{ASE} la densité spectrale du bruit optique.

Afin de limiter l'influence du bruit de battement spontané / spontané après l'amplification optique, il est nécessaire de filtrer le signal afin de rejeter le bruit d'émission spontané en excès.

Cette opération pourra aussi être réalisée avec un analyseur de spectre optique (la bande de filtrage va dépendre de la résolution de l'appareil).

c) Mesure du rapport signal sur bruit optique

Nous donnons l'expression générale du rapport signal sur bruit (SNR) pour une détection quadratique dans le cas où la puissance du signal est très supérieure à la puissance du bruit optique :

$$SNR = \frac{\langle I_p \rangle^2}{\sigma_{opt}^2} \quad (3.21)$$

Cette mesure va prendre en compte les variances des puissances de bruits de battements optiques sans faire de distinction (moment d'ordre 4) .

La mesure du rapport signal sur bruit optique (OSNR) est réalisée avec un analyseur de spectre optique, il faut indiquer la bande spectrale de mesure du bruit puisqu'il n'a pas une énergie finie. Par contre, la mesure du signal se fait directement étant donné que l'on mesure des puissances moyennes. On utilisera la relation suivante :

$$OSNR = \frac{P_s}{P_{ASE}} = \frac{P_s}{S_{ASE} \cdot B_0} \quad (3.22)$$

Nous préférons la mesure à l'analyseur de spectre optique qui ne tient pas compte des battements dans le détecteur (si $P_s \gg P_{ESA}$).

d) La puissance d'émission spontanée dans les SOA

La caractérisation du bruit dans les amplificateurs à semi-conducteurs est largement étudiée dans la littérature^{147,148}. Dans un souci de simplification de notre modélisation, nous ne nous intéresserons qu'au cas de figure décrit plus haut, qui correspond à un filtrage sélectif entre le SOA et le détecteur afin de minimiser la contribution du battement spontané / spontané sur le détecteur.

La puissance d'émission spontanée amplifiée le long de l'amplificateur peut s'exprimer pour les deux états de polarisation du SOA si celui-ci est insensible à la polarisation^{149,150}

$$P_{ASE} = |E_{ASE}|^2 = S_{ASE} \cdot B_0 = 2 \cdot n_{sp} \cdot (G-1) \cdot h\nu \cdot B_0 \quad (3.23)$$

Soit G , le gain, B_0 la bande optique pour laquelle on mesure le bruit et n_{sp} , le facteur d'émission spontanée traduisant le taux d'inversion de population local dans le SOA que nous allons expliciter plus longuement dans la partie suivante.

Ce cas de figure correspond aussi au cas des amplificateurs optiques à fibre dopée erbium.

Si le SOA est sensible à la polarisation, on considère alors la puissance de bruit optique par état de polarisation (la notation « \wedge » correspondant à un des deux états de polarisation dans le SOA) :

$$\hat{P}_{ASE} = |\hat{E}_{ASE}|^2 = \hat{S}_{ASE} \cdot B_0 = n_{sp} \cdot (\hat{G} - 1) \cdot h\nu \cdot B_0 \quad (3.24)$$

En règle générale, les SOA sont sensibles à la polarisation, la formule (3.24) sera donc privilégiée.

1.2.2 Le facteur d'inversion de population n_{sp}

Nous étudions dans cette partie le comportement du facteur d'inversion de population en fonction de la densité de porteurs. Nous rappelons que nous travaillons en régime de forte compression du gain et en configuration pompe / sonde. On veut connaître le comportement réel du n_{sp} en régime de compression du gain du SOA.

Nous allons comparer trois méthodes de calcul du n_{sp} basées sur trois degrés de simplification différents. Puis nous allons étudier l'influence des simplifications sur la puissance d'émission spontanée dans le SOA en régime de modulation du gain :

(1) La première méthode est basée sur le modèle de la séparation des quasi-niveaux de Fermi dans la théorie des semi-conducteurs. L'expression du paramètre d'inversion en fonction de la longueur d'onde du champ optique est donnée par¹⁵¹ :

$$n_{sp}(N, \lambda) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{E - \Delta\mathcal{E}_f(N, \lambda)}{k_B \cdot T}\right)} \quad (3.25)$$

Pour E , l'énergie du photon à la longueur d'onde de travail, $\Delta\mathcal{E}_f$ la différence d'énergie entre les quasi niveaux de Fermi, T la température en Kelvin et k_B la constante de Boltzmann.

La dépendance du n_{sp} en fonction de la longueur d'onde traduit l'homogénéité du gain dans les SOA. Pour la configuration pompe / sonde un faible décalage en fréquence « detuning » ne va pas modifier sensiblement la dynamique de recombinaison des porteurs. Par contre, nous avons déjà vu que la puissance d'émission spontanée amplifiée y sera beaucoup plus sensible.

Pour notre étude, il n'est pas nécessaire de tenir compte de la longueur d'onde puisque nous nous sommes intéressés au cas simple de la configuration pompe / sonde dans une gamme de longueur d'onde de 5 nm autour de 1,55 μm .

La relation utilisée est basée sur le principe de la modulation des quasi-niveaux de Fermi en fonction de la modulation des porteurs de charge^{152,153}. Ce principe permet de calculer

simplement le n_{SP} , à la longueur d'onde correspondant au maximum du gain de l'amplificateur :

$$\Delta\epsilon_{f\max}(N, \lambda) \equiv \Delta\epsilon_f(N) = E_G + q \cdot (-1.6 \times 10^{-8}) \cdot (p^{1/3} + n^{1/3}) \quad (3.26)$$

Avec « E_G », l'énergie du « gap » (on a pris $E_G = 0,86$ eV)

« n » la concentration d'électrons dans la bande de valence (que l'on note N_c et qui est fixée par le courant).

« p » la concentration de trous qui correspond à la densité de porteurs majoritaires ($N = p$ pour un dopage de type « p »)

(2) La seconde méthode correspond à la formule la plus générale utilisée dans les systèmes de communications sur fibre optique. Elle est basée sur le modèle simplifié des amplificateurs à deux niveaux^{154, 155} :

$$n_{sp} = \frac{N}{N - N_0} \times \frac{g(N)}{g(N) - \alpha_{pertes}} \quad (3.27)$$

N représente la densité des porteurs et N_0 , la densité de porteurs à la transparence.

Dans le cas des amplificateurs à semi-conducteurs, on peut brièvement rappeler le mécanisme d'évolution de la densité de porteurs de charge en fonction du courant de polarisation et de la puissance optique injectée dans le SOA.

La Figure 60 présente la variation de la densité de porteurs en fonction de la puissance optique injectée dans le SOA en configuration pompe / sonde :

N_c correspond à la densité de porteurs pour un courant de 300 mA, sans injection optique.

N_s correspond à la densité de porteurs avec injection de la sonde ($P_{sonde} = 0$ dBm).

N_0 correspond à la densité de porteurs à la transparence (gain matériau nul)

Plus la puissance de pompe est faible et plus la différence $|N_c - N_s|$ est petite. Nous retrouvons bien la non-linéarité du gain dans les amplificateurs à semi-conducteurs.

La valeur du n_{sp} est sensible d'une part à la puissance optique et d'autre part au courant de polarisation.

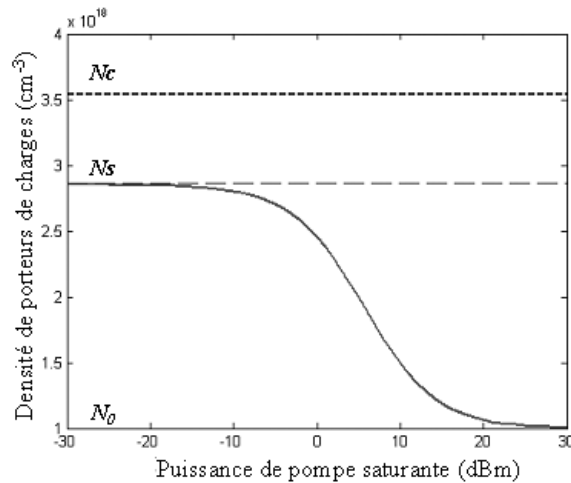


Figure 60 : Courbe d'évolution de la densité de porteurs en configuration pompe / sonde

(3) La troisième méthode est basée sur une valeur expérimentale obtenue par Saitoh¹⁵⁴ tel que $n_{SP} = 1,64$

Dans la suite de cette étude, nous avons essayé de comparer l'influence de ces trois modèles de n_{SP} sur la puissance d'émission spontanée générée par le SOA en régime de compression statique du gain.

Nous avons dans un premier temps simulé une compression du gain arbitraire grâce à la formule (3.14).

Nous avons ensuite calculé la puissance d'émission spontanée théorique à partir de la formule (3.24) pour les trois expressions du n_{SP} .

Les résultats sont présentés sur les courbes suivantes :

La Figure 61 (a) présente le gain théorique du SOA en fonction de la puissance optique de pompe et la Figure 61 (b) présente la relation linéaire entre la densité de porteurs dans la zone active du SOA et le gain d'amplification théorique :

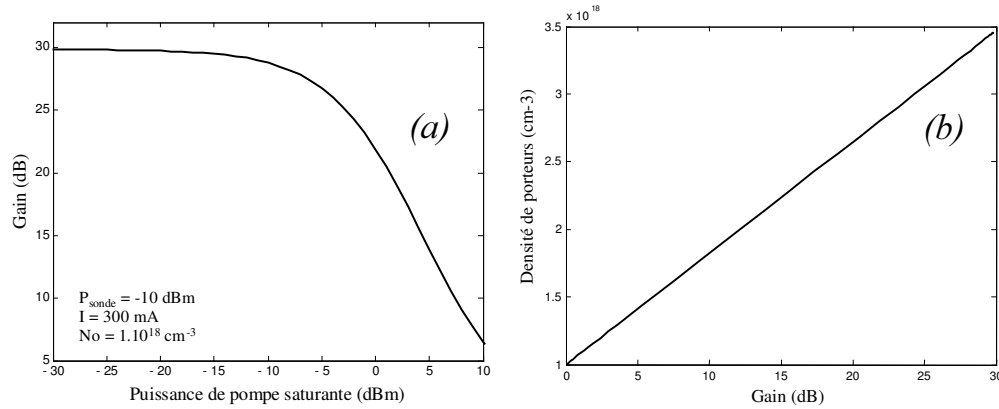


Figure 61 : Simulation du gain et de la densité de porteurs dans les SOA

Nous avons pris dans cet exemple un gain petit signal de 30 dB pour un courant de polarisation de 300 mA. La puissance de saturation du gain est de -5 dBm.

Les résultats présentés sur la Figure 62 (a) donnent l'évolution du n_{SP} pour des trois modèles étudiés et sur la Figure 62 (b), leur influence sur le calcul de la puissance d'ESA (dans 0,1 nm). Nous avons calculé la puissance d'émission spontanée dans le SOA à partir de la formule(3.23).

Les résultats montrent que la puissance d'émission spontanée va suivre la saturation du gain et que la contribution du n_{SP} ne semble pas modifier fondamentalement sa tendance. On note tout de même que le modèle #2 basé sur une approche plus précise de l'émission spontanée amplifiée dans les amplificateur optiques à semi-conducteurs semble traduire la contribution réelle de la densité de porteurs sur la valeur du n_{SP} .

L'erreur commise par rapport au modèle #1 (correspond à un n_{SP} constant) serait de 3 dB en régime petit signal et de 2 dB en régime de compression du gain. Dans ces conditions, la différence sur le facteur de bruit de l'amplificateur en prenant le modèle #2, ne serait que de

1 dB entre le régime petit signal ($G = 30$ dB) et le régime de compression du gain ($G = 10$ dB).

Cette vérification de la faible influence des variations du n_{sp} sur la puissance d'émission spontanée amplifiée étant faite, dans la suite de ce chapitre consacré à la simulation, le n_{sp} est pris constant pour une configuration pompe / sonde indépendante de la longueur d'onde.

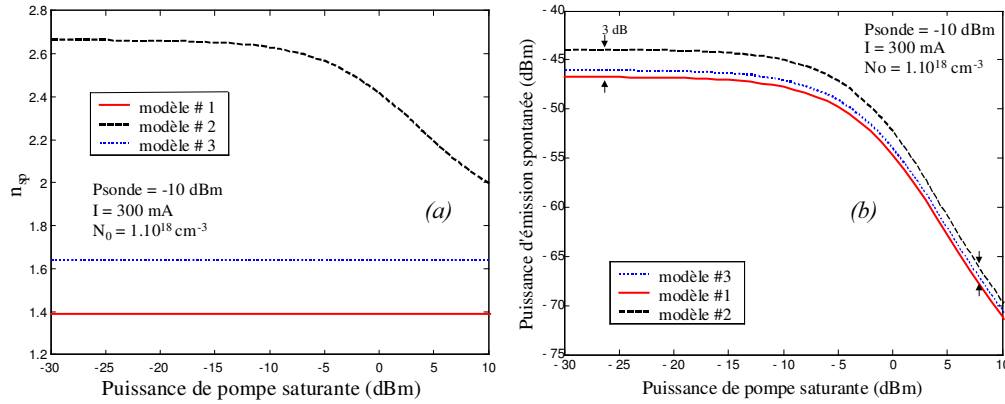


Figure 62 : Etude comparative de la valeur du n_{sp} pour les différents modèles (a) Influence de ces modèles sur la puissance d'émission spontanée (b).

1.2.3 Transfert du bruit dans les SOA

Nous étudions dans cette partie au transfert du bruit d'émission spontanée dans les amplificateurs à semi-conducteurs en régime de conversion de données par conversion de longueur d'onde. Nous avons utilisé la configuration pompe / sonde en fonctionnement 2R (ce qui signifie pour mémoire que l'on copie les données inversées de la pompe sur une sonde continue). Nous avons choisi d'utiliser la modélisation statique déjà décrite par la formule (3.14), l'objectif de notre étude étant de comprendre le mécanisme de transfert du bruit et pas l'origine du bruit. Beaucoup de travaux sur le sujet ont déjà été cités précédemment. Rappelons toutefois l'importance de la longueur de la zone active^{156,157}, et de la longueur d'onde¹⁵⁸ sur l'émission spontanée amplifiée et ses conséquences sur la dynamique de recombinaison des porteurs de charge.

a) Les paramètres de simulation

Notre démarche s'inscrit dans l'étude des fonctions optiques pour la régénération, à base d'amplificateurs à semi-conducteurs. Nous avons privilégié une approche qualitative du transfert du bruit plutôt que quantitative, pour comprendre le processus

On peut préciser les grandeurs physiques que nous allons utiliser dans cette partie.

i La puissance optique dans la zone active du SOA inclut la puissance de sonde (continue), la puissance de pompe et la puissance d'émission spontanée amplifiée (fonction du courant de polarisation).

Selon le modèle développé au début du chapitre, nous ne tenons pas compte dans les équations de la contribution de l'émission spontanée amplifiée co et contra-propagative.

Pour la simulation, le paramètre U_{sat} va prendre en compte l'énergie de l'émission spontanée et l'énergie de la pompe (modèle simplifié).

ii Le SNR de la sonde et de la pompe.

Nous avons vu que la mesure la plus rigoureuse du rapport signal sur bruit optique (OSNR) se faisait avec un analyseur de spectre.

Pour traduire une accumulation du bruit optique sur la signal dans nos simulations, nous avons choisi d'utiliser la formule (3.21).

Cette approximation permet de déterminer le SNR comme le rapport entre la valeur moyenne du signal utile et la variance de la distribution du bruit d'émission spontanée amplifiée détecté (moment d'ordre 4).

Nous utilisons cette grandeur dans la simulation pour reprendre une grandeur communément utilisée pour évaluer le niveau de bruit sur un signal.

iii Le taux d'extinction du signal en entrée et en sortie. Nous rappelons que le taux d'extinction en sortie exprimé en décibel, est défini à partir du taux de compression du gain dans le SOA, lu sur la sonde.

$$Tc = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} - \text{"zero optique"}} \quad \text{avec} \quad Tc_{dB} = 10 \cdot \log[Tc] \quad (3.28)$$

Le « zero optique » correspond expérimentalement à la contribution de l'émission spontanée amplifiée du SOA sur le photo-détecteur. Pour la simulation on ne tient pas compte de ce terme (ce qui n'est pas le cas lors des mesures expérimentales). Nous avons alors l'expression du taux d'extinction en décibel :

$$Te_{dB} = -Tc_{dB} \quad \text{pour "zero optique"} = 0$$

Cette relation permet de comparer taux d'extinction d'un signal modulé en amplitude avec un signal qui a subi une compression du gain du SOA et de mesurer son taux d'extinction de sortie.

L'analyse du transfert du bruit se fait à partir de la caractéristique statique du gain dont l'expression est donnée par la formule (3.14).

Nous avons utilisé le SOA en conversion de longueur d'onde avec une sonde continue « propre » non bruitée. Cette configuration est à rapprocher d'une régénération de type 2R en saturation croisée du gain.

b) Les résultats de la simulation

La caractéristique statique du gain du SOA possède une non-linéarité en fonction de la puissance optique dans la zone active.

Comme nous l'avons déjà vu dans le premier chapitre, le transfert non-linéaire du signal est associé à un transfert non-linéaire du bruit, modifiant ainsi les densités de probabilité.

Dans le cas des SOA, le gain ne sera pas le même si on a un « 1 » ou un « 0 » sur la pompe saturante. Il en résulte que la distribution du bruit sur les « 1 » et les « 0 » de pompe va être modifiée.

Il en est de même pour la sonde qui va subir d'une part la non-linéarité de l'émission spontanée amplifiée en fonction de la puissance de pompe saturante et d'autre part la non-linéarité du gain.

Nous avons donc voulu étudier le transfert du bruit dans un SOA en configuration de conversion de longueur d'onde, autrement dit en configuration pompe / sonde. Notre objectif étant à terme, l'étude du bruit transmis sur la sonde en présence de bruit en excès sur la pompe.

Nous avons utilisé en entrée les paramètres donnés dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Paramètres de simulation du transfert du bruit dans les SOA

Gain d'amplification petit signal	$G_0 = 20$ dB
Puissance optique de saturation (pour $G = G_0 - 3$ dB)	$P_{sat} = -10$ dBm
Paramètre d'émission spontanée	$n_{sp} = 1.64$
Puissance de pompe (cas le plus fréquent)	$P_{pompe} = 0$ dBm
Puissance de sonde	$P_{sonde} = -10$ dBm
Rapport signal sur bruit optique de la sonde avant l'amplificateur	$OSNR_{sonde_{in}} = 40$ dB/0.1 nm
Rapport signal sur bruit optique de la pompe avant l'amplificateur	$OSNR_{pompe_{in}} = 15$ dB/0.1 nm
Taux d'extinction de la pompe (données)	$Te_{pompe_{in}} = 20$ dB
Courant de polarisation du SOA	$I = 300$ mA

La Figure 63 (a) représente le principe de la modulation pompe / sonde dans les SOA. Nous rappelons que la compression du gain est initiée par la puissance optique saturante et que le gain subi par la sonde dépend lui aussi de la puissance saturante. Le bruit optique sur la pompe est représenté par les densités de probabilité (DDP) des « 1 » et des « 0 ».

Sur la Figure 63 (b), nous observons que les données sont copiées sur la sonde et l'élargissement des DDP dû à la pente de la courbe de gain qui va transmettre plus ou moins le bruit en fonction de la puissance du signal.

Nous insistons sur le fait que les DDP en sortie du SOA ne sont plus gaussiennes étant donné le caractère non-linéaire de la fonction de transfert du SOA.

Si cette pente est faible (cas des « 0 » de pompe), le gain est important et le bruit est faiblement transmis sur la sonde.

Si la pente est importante (cas des « 1 » de pompe), le gain est faible et le bruit est transmis sur la sonde.

De plus, l'émission spontanée amplifiée tend à bruyé la sonde mais dans une moindre mesure, puisqu'on considère dans la simulation, un filtrage de bande passante optique sur la sonde de 1 nm. Néanmoins, comme nous l'avons déjà vu précédemment, on peut dire que le passage d'un « 0 » de pompe va générer plus d'émission spontanée que le passage d'un « 1 ».

Nous pouvons donc résumer le problème du transfert du bruit dans les SOA en configuration pompe / sonde de la manière suivante :

- Le bruit des « 0 » de la pompe n'est pas transmis sur les « 1 » de la sonde.
- Le bruit des « 1 » de la pompe est transmis sur les « 0 » en fonction de la forme de la fonction de transfert pour les fortes puissances de pompe (partie inférieure de la courbe).

Nous obtenons globalement une réduction du bruit sur les « 1 » en sortie du SOA.

Nous reprendrons plus loin dans le chapitre, ce principe de simulation lors de l'étude du comportement des fonctions optiques à base de SOA (considérées dans la thèse) en présence de bruit optique en excès.

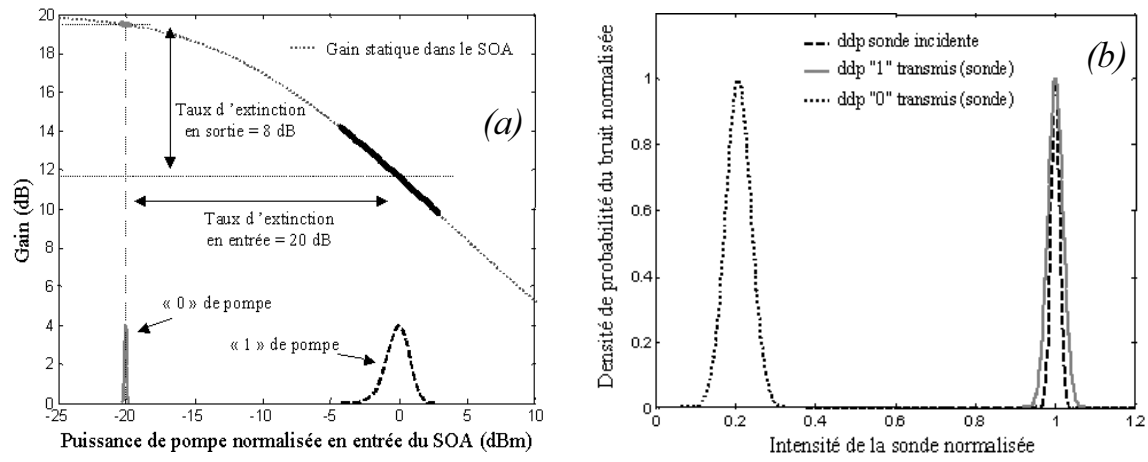


Figure 63 : Principe de transfert des données. Gain en fonction des données de la pompe (a) et conversion des données sur la sonde (b)

2 Modélisation et caractérisation du miroir optique à boucle non-linéaire (NOLM)

Nous avons déjà présenté dans le premier chapitre les différentes fonctions optiques à base de SOA utilisées pour réaliser des opérations de régénération du signal du type 2R et 3R.

L'utilisation de structures interférométriques permet d'avoir une fonction de transfert abrupte ainsi que deux zones non-linéaires permettant de régénérer simultanément les « 1 » et les « 0 ».

L'interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) est largement utilisé pour ses performances en régénération¹⁵⁹.

En ce qui concerne le NOLM, plusieurs études lui sont consacrées dans la littérature pour sa capacité à réaliser des fenêtres de transmission temporelle très courtes¹⁶⁰.

Cette fonction a permis la réalisation d'opération de régénération sur les formats impulsionnels courts de type soliton¹⁶¹, avec des fibres hautement non-linéaires¹⁶² sur des signaux RZ à 10 Gbit/s¹⁶³.

Nous distinguons deux modes de fonctionnement du NOLM, qu'il soit utilisé en réflexion ou bien en transmission. Le fonctionnement de ces deux modes est, comme nous allons le voir dans cette partie, très différent et les résultats obtenus avec chacun d'eux seront plus ou moins bien adaptés à une utilisation en configuration système.

Dans cette partie, nous avons modélisé, puis caractérisé, par la simulation le NOLM dans ce contexte de régénération tout-optique du signal.

La fonction optique à modéliser est constituée d'un interféromètre possédant à l'intérieur de son unique bras un élément non-linéaire (en ce qui nous concerne, un SOA présentant une dynamique de gain non-linéaire).

Le SOA fonctionne en configuration pompe / sonde. Le schéma de principe simplifié du NOLM est présenté sur la Figure 64. La configuration utilisée est la boucle de Sagnac fibrée, dont le centre de l'élément non-linéaire (SOA) est décalé d'une distance Δ_L par rapport au centre de la boucle.

Si $\Delta_L = 0$, le NOLM est dit symétrique

Si $\Delta_L \neq 0$, le NOLM est dit asymétrique

Si $\Delta_L \gg 0$, le NOLM est dit hautement asymétrique

Pour un champ de sonde injecté dans l'interféromètre, le NOLM est en réflexion sur la sortie A, et en transmission sur la sortie B.

D'autre part, le SOA étant utilisé en configuration pompe / sonde, le NOLM utilisé pour la régénération est un convertisseur en longueur d'onde.

2.1 Les équations de base

Nous allons dans cette partie rappeler le fonctionnement élémentaire et le formalisme du NOLM^{164,165}. La présence de l'élément non-linéaire va provoquer un déphasage instantané entre les champs co et contrapropagatifs, basé sur le principe du couplage phase / amplitude dans les SOA¹³⁹.

Nous allons donc modéliser les fonctions de transfert du NOLM pour les deux types de configuration : réflexion et transmission, puis nous nous intéresserons à l'expression du déphasage introduit à la modulation du gain par le signal de pompe dans le SOA.

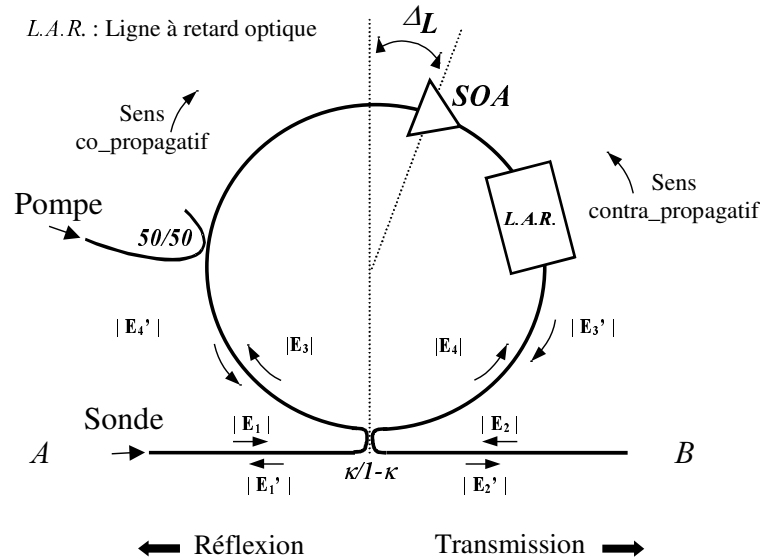


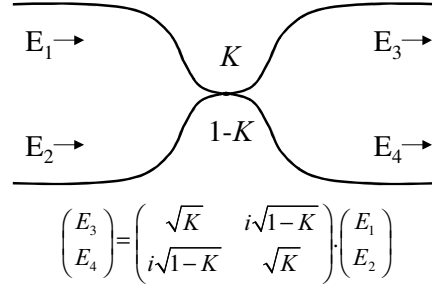
Figure 64 : Schéma de principe du NOLM

Le coupleur d'entrée possède un coefficient de couplage en intensité théorique $K \cong 0,5$. Nous discuterons plus loin de l'influence que peut avoir une incertitude importante sur la valeur du coefficient de couplage, sur les performances du NOLM et notamment sur son taux d'extinction.

La Figure 65 introduit la caractéristique matricielle d'un coupleur K idéal (non dissipatif et insensible à la polarisation).

Le déphasage introduit par le couplage de E_1 vers E_3 est nul ($\exp(0) = 1$) et celui introduit de E_1 vers E_4 vaut $\pi/2$ ($\exp(\pi/2) = i$). E_4 est donc retardé par rapport à E_3 .

Le coefficient de couplage en intensité de la lumière d'un bras sur l'autre est supposé symétrique et vaut $(1-K)$.


 Figure 65 : Représentation matricielle d'un coupleur de coefficient de couplage K

Les champs entrant dans le NOLM sont exprimés sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \\ i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

Les champs dans le NOLM vont être amplifiés dans le SOA (nous ne tenons pas compte des pertes dans la fibre).

Nous supposons dans un premier temps que la pompe est nulle et que le déphasage entre les champs co et contra-propagatifs est nul. Nous distinguons néanmoins les gains co et contra vu respectivement par les champs co et contra dans un soucis de compréhension du fonctionnement du NOLM :

$$\begin{pmatrix} E_3' \\ E_4' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{G_{co}} \\ \sqrt{G_{contra}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Etant donné la topologie du NOLM, le déphasage subi lors du premier passage dans le coupleur va être compensé lors du deuxième passage. La matrice pour le deuxième passage dans le coupleur s'écrit :

$$\begin{pmatrix} E_1' \\ E_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \\ \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3' \\ E_4' \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

La matrice de passage dans le NOLM, pour un coupleur sans perte de coefficient de couplage K est donnée par l'équation (3.32). Nous ne tenons compte d'aucun déphasage entre les champs co et contra-propagatifs en dehors du SOA et chacun des champs va subir un gain propre, fonction de la topologie du dispositif (position du SOA). Nous ne considérons pas dans l'écriture matricielle la propagation du champ dans la boucle qui se traduit par un terme multiplicatif $\exp(-j\omega t_d)$ avec t_d le temps de propagation dans la boucle :

$$\begin{pmatrix} E_1' \\ E_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \\ \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{G_{co}} \\ \sqrt{G_{contra}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \\ i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

En configuration pompe / sonde, le champ de sonde E_S est injecté en A, et aucun champ n'est injecté en B. Nous définissons E_T le champ de sortie en réflexion et E_R le champ de sortie en transmission.

Nous utilisons les notations suivantes : $\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_S \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} E_1' \\ E_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_T \\ E_R \end{pmatrix}$

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \\ \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{G_{co}} \\ \sqrt{G_{contra}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \\ i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_S \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

Nous pouvons noter que dans le cas idéal d'un coupleur 3 dB parfait, $K = 0,5$, en l'absence d'élément non-linéaire, c'est à dire sans déphasage ni différence de gain ($G_{co} = G_{contra} = 1$) à l'intérieur de la boucle :

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2i\sqrt{0.5 \times (1-0.5)} & (2 \times 0.5 - 1) \\ (2 \times 0.5 - 1) & 2i\sqrt{0.5 \times (1-0.5)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_S \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iE_S \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

alors, le NOLM fonctionne en configuration « Miroir » et toute la lumière est réfléchie : $E_R \neq 0$ et $E_T = 0$

2.2 Modulation de la phase dans le NOLM

Nous allons nous intéresser au fonctionnement du NOLM lorsque la pompe n'est plus nulle entraînant une modulation du gain dans le SOA.

La modulation du gain va provoquer une modulation de la phase dans le SOA :

$$\varphi(\tau) = -\frac{\alpha}{2} \cdot h(\tau) \quad (3.35)$$

$h(\tau)$ comme le gain local dans le SOA intégré sur sa longueur.

α est le coefficient d'élargissement spectral ou le paramètre de « chirp » puisqu'il traduit la dérive de fréquence provoquée par la densification du milieu dans lequel se propage la lumière^{166,167}.

Dans le cadre particulier de la physique des lasers à semi-conducteurs, ce paramètre est plus connu sous le nom de coefficient de Henry¹⁶⁸. Il traduit le couplage phase / amplitude dans les lasers et amplificateurs à semi-conducteurs.

Dans ces conditions, toute modulation du gain du SOA subi par les champs co et contra-propagatifs dans le NOLM va entraîner une modulation de leur phase.

La notion de gain complexe est introduit dans la relation (3.33), afin de prendre en considération la modulation de la phase dans les SOA $\{ G_a = G_a(\tau) \cdot \exp(i\varphi_a(\tau)) \}$:

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\sqrt{1-K} & \sqrt{K} \\ \sqrt{K} & i\sqrt{1-K} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{G_{co}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{co}(\tau)) \\ \sqrt{G_{contra}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{contra}(\tau)) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{K} \cdot E_S \\ i\sqrt{1-K} \cdot E_S \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Dans le cas où le centre de l'amplificateur est décalé du centre de la boucle d'une distance Δ_L , les champs co et contra-propagatifs ne vont pas subir le même gain ni le même déphasage.

Le chronogramme de la Figure 66 permet de suivre la progression des champs dans le NOLM. La pompe compresse le gain pendant un temps déterminé (inférieur à 100 ps pour fonctionner correctement avec un signal de pompe à 10 Gbit/s). Nous nous plaçons dans le

cas de figure où le champ de pompe est co-propagatif dans le NOLM et le SOA est décentré de telle sorte que le champ contra-propagatif subisse le gain / déphasage de l'amplificateur en premier comme le montre la Figure 64.

Le temps de propagation pour parcourir Δ_L est :

$$\frac{T}{2} = \frac{n \cdot \Delta_L}{c} \quad (3.37)$$

Le champ co-propagatif va voir un gain modulé dans le SOA donné par $G_{co}(\tau)$. Le champ contra ne verra que la fin de la compression dynamique du gain. La position du SOA est donc une donnée très importante dans le fonctionnement du NOLM.

Le temps de propagation dans la boucle est t_d (entre les deux passages dans le coupleur).

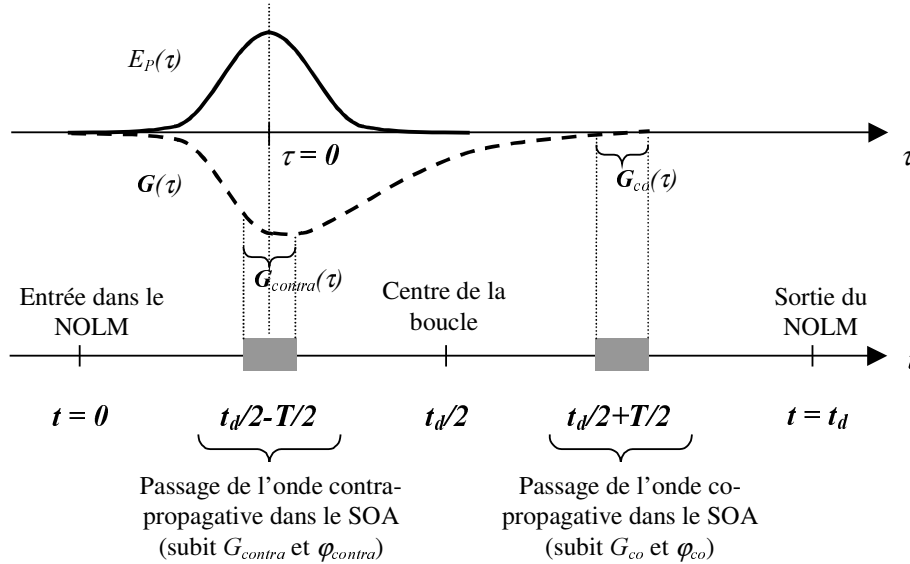


Figure 66 : Chronogramme dans le NOLM

La relation temporelle entre le référentiel de la boucle (t) et le référentiel de l'impulsion de pompe (τ) est la suivante :

$$\tau = t + \frac{t_d}{2} - \frac{T}{2} \quad (3.38)$$

Nous nous plaçons dans le référentiel de l'impulsion saturante de pompe $E_P(\tau)$. Dans le cas de figure présenté, la distance du SOA par rapport au centre est de l'ordre de 100 ps. Le NOLM est hautement asymétrique. Les gains co et contra-propagatifs sont très différents et le déphasage entre les champs de sonde co et contra-propagatifs sera donc important.

En développant (3.36) nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\sqrt{K \cdot (1-K)} \cdot \left[\sqrt{G_{co}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{co}(\tau)) \cdot E_S + \sqrt{G_{contra}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{contra}(\tau)) \right] \cdot E_S \\ K \cdot \sqrt{G_{co}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{co}(\tau)) \cdot E_S - (1-K) \cdot \sqrt{G_{contra}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{contra}(\tau)) \cdot E_S \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

En introduisant les notations suivantes :

$$\Delta G_{SOA} = \frac{G_{co}(\tau)}{G_{contra}(\tau)} \quad (3.40)$$

$$\Delta \varphi_{SOA} = \varphi_{co}(\tau) - \varphi_{contra}(\tau)$$

Nous obtenons les relations du NOLM en champ :

$$\begin{cases} E_R = i\sqrt{K(1-K)} \cdot \sqrt{G_{contra}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{contra}(\tau)) \left[1 + \sqrt{\Delta G_{SOA}} \cdot \exp(-i\Delta \varphi_{SOA}) \right] \cdot E_S \\ E_T = \sqrt{G_{contra}(\tau)} \cdot \exp(-i\varphi_{contra}(\tau)) \left[(K-1) + K \cdot \sqrt{\Delta G_{SOA}} \cdot \exp(-i\Delta \varphi_{SOA}) \right] \cdot E_S \end{cases} \quad (3.41)$$

Puis les relations du NOLM en intensité ($I_S = E_S \times E_S^*$)

$$\begin{cases} I_R = K(1-K) \cdot G_{contra}(\tau) \cdot \left[1 + 2\sqrt{\Delta G_{SOA}} \cdot \cos(\Delta \varphi_{SOA}) + \Delta G_{SOA} \right] \cdot I_S \\ I_T = G_{contra}(\tau) \cdot \left[(K-1) \cdot \left\{ (K-1) + 2K \cdot \sqrt{\Delta G_{SOA}} \cdot \cos(\Delta \varphi_{SOA}) \right\} + K^2 \cdot \Delta G_{SOA} \right] \cdot I_S \end{cases} \quad (3.42)$$

En reprenant les équations (3.35) et (3.8), puis (3.40), nous obtenons l'expression de la phase :

$$\Delta \varphi_{SOA}(\tau) = \varphi_{co}(\tau) - \varphi_{contra}(\tau) = -\frac{\alpha}{2} \cdot [h_{co}(\tau) - h_{contra}(\tau)] = \frac{\alpha}{2} \cdot \ln \left[\frac{G_{contra}(\tau)}{G_{co}(\tau)} \right]$$

$$\Delta \varphi_{SOA}(\tau) = -\frac{\alpha}{2} \cdot \ln [\Delta G_{SOA}] \quad (3.43)$$

Remarques :

Nous ne tenons pas compte des pertes du dispositif: pertes dans la boucle, pertes au coupleur, pertes de propagation des champs dans la boucle. Ces grandeurs ont été négligées pour ne pas alourdir les équations.

2.3 Caractérisation statique du NOLM

Cette partie est basée sur une étude théorique des paramètres du NOLM qui seront utiles à la compréhension générale de la fonction appliquée à la régénération optique. Les grandeurs physiques étudiées concernent l'influence du taux de couplage du coupleur d'entrée / sortie du NOLM sur le taux d'extinction du signal de sortie. Les différents régimes de fonctionnement du NOLM selon qu'on module la phase ou le gain et selon qu'on utilise la configuration « transmission » ou « réflexion » seront introduits.

Pour ce faire, il convient de garder les hypothèses du paragraphe précédent pour appliquer les équations (3.42) et (3.43).

En régime de fonctionnement normal, le SOA du NOLM génère un bruit d'émission spontanée partiellement incohérent qui va générer en sortie du NOLM un bruit d'émission spontanée dont la puissance moyenne est constante. Nous avons pris en compte ce bruit dans les simulations, sa valeur est de l'ordre de - 30dBm.

2.3.1 Influence du coupleur sur le taux d'extinction

Nous considérons le NOLM dans sa configuration « miroir », c'est à dire que la sonde est continue et qu'il n'y a pas de pompe optique (le SOA fonctionne en régime linéaire).

Nous ne faisons varier que la valeur du coefficient de couplage du coupleur d'entrée / sortie.

La Figure 67 met en évidence l'influence du coefficient de couplage sur la puissance optique en sortie du NOLM¹⁶⁹

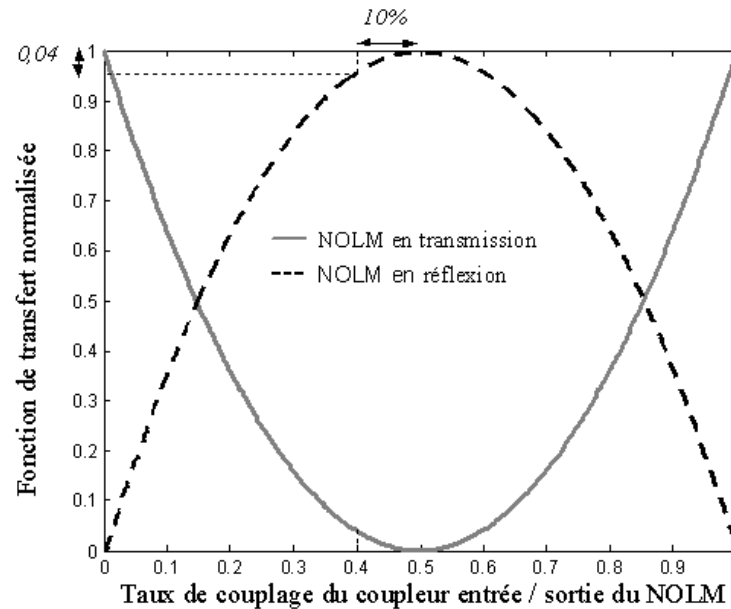


Figure 67 : Influence du taux de couplage du coupleur du NOLM en fonctionnement linéaire

Le NOLM en transmission est comme prévu éteint alors qu'il est ouvert en réflexion. La variation du taux de couplage va modifier la répartition de la puissance entre les deux configurations.

Nous observons aussi qu'une variation de 10% du taux de couplage, qui pourrait éventuellement être due à une incertitude (exagérée) sur la valeur du coupleur n'entraîne qu'une variation sur la puissance de l'ordre de 4%.

Nous nous plaçons maintenant dans le cas d'un fonctionnement non-linéaire du NOLM, c'est à dire que le SOA fonctionne en régime non-linéaire de gain et de phase.

La Figure 68 simule l'influence du taux de couplage en régime dynamique de phase et de gain. En faisant varier le déphasage entre les champs co et contra-propagatifs de $(-\pi/4)$ à $(-5.\pi/4)$, la différence de gain correspondant à un coefficient phase / amplitude donné ($\alpha = 5$) va varier de 1,4 à 0,2.

Sur la Figure 68 (a), nous regardons la fonction de transfert du NOLM en fonction du déphasage entre les champ co et contra propagatif. En transmission (I_T), la fonction de transfert toujours inférieure à 1 alors qu'en réflexion (I_R) elle peut être supérieure à 1. Par contre, la fonction de transfert descend beaucoup plus bas en transmission qu'en réflexion. On peut noter qu'on est limité en transmission par le bruit du SOA (-30 dBm).

Le NOLM en transmission va « s'éteindre » avec une plus grande efficacité. Nous verrons plus loin que ce résultat se traduit par un meilleur taux d'extinction du NOLM en transmission.

La Figure 68 (b) simule la sensibilité du NOLM soumis à une variation du taux de couplage du coupleur d'entrée / sortie.

Nous observons qu'on a une très grande sensibilité du NOLM en transmission au taux de couplage alors que le NOLM en réflexion y est parfaitement insensible.

Pour se ramener à un cas concret, une variation de 2% du coefficient de couplage autour de 0,5 (valeur permettant d'avoir la meilleure transmission) va entraîner une variation de 3dB du taux d'extinction du signal en transmission. Cette valeur de 2% correspond aux valeurs données par les fabricants pour les coupleurs fibrés classiques obtenus par fusion / étirage (fibre à maintien de polarisation ou non).

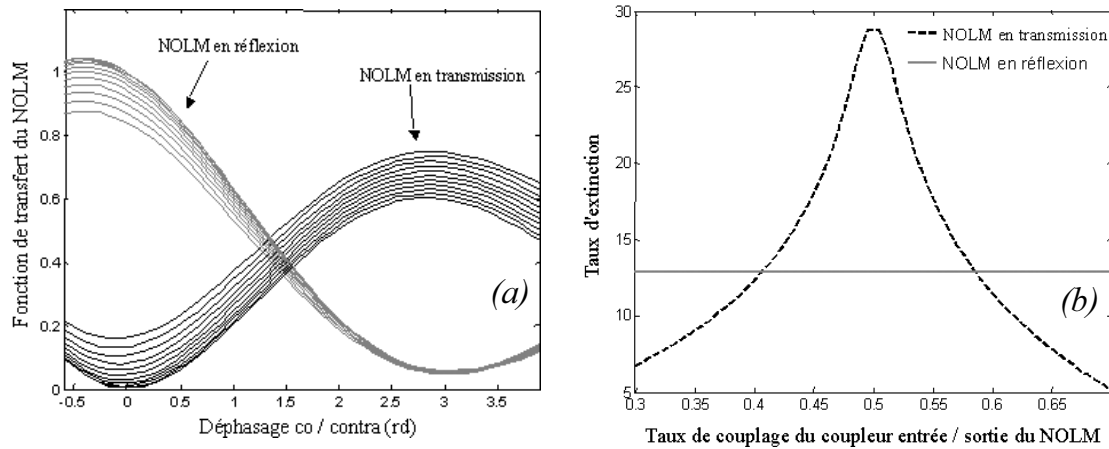


Figure 68 : Influence du taux de couplage sur le NOLM en configuration de modulation de phase

Un taux d'extinction de 28 dB du NOLM en transmission est obtenue avec une puissance de bruit en sortie du NOLM de -30 dBm. La contribution de l'émission spontanée (incohérente) qui va « s'échapper » de l'interféromètre tend à réduire la valeur du taux d'extinction du NOLM en transmission.

La puissance de sortie du NOLM en transmission sera donc très sensible aux variations du coefficient de couplage, ce qui va accroître la sensibilité du dispositif à la polarisation.

Le NOLM en réflexion est par contre insensible (théoriquement) au coefficient de couplage et par conséquent aux variations de polarisation sur la sonde.

2.3.2 Influence du déphasage et de la modulation de gain dans le NOLM

Nous rappelons que la modulation du gain est due à la présence de la pompe. Le déphasage entre les champs co et contra-propagatifs est dû d'une part à la modulation du gain mais aussi à la position du SOA dans le NOLM.

Dans les équations du NOLM-SOA, il apparaît que le rapport des gains co et contra-propagatifs et la différence de phase jouent un rôle important sur la comportement du dispositif. Ces contributions sont corrélées par le coefficient de couplage phase / amplitude.

Dans cette partie, nous avons donc regardé l'influence de la corrélation entre ces deux effets pour les deux configurations du NOLM, réflexion et transmission. L'expression utilisée est donnée par la formule (3.42).

Nous avons alors pu représenter le contraste des franges d'interférences dans le NOLM pour les configurations transmission et réflexion. Le contraste des franges est défini ainsi :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Sur la Figure 69 (a), nous avons tracé en représentation linéaire le contraste des franges d'interférences en sortie du NOLM en faisant varier le rapport ΔG_{SOA} et ce pour les deux configurations en indiquant le rapport entre le gains co et contra correspondant au déphasage pour $\alpha = 5$.

Sur la Figure 69 (b), nous avons représenté les mêmes résultats en échelle logarithmique pour les deux configurations. Les contributions de la phase et du gain sont toujours corrélées (et $\alpha = 5$).

A partir de la fonction de transfert normalisée, nous en avons déduit le contraste de la fonction de transfert du NOLM pour les deux configurations. Pour une bonne lecture des courbes, il est important de noter que le contraste maximum (0 dB) correspond au maximum de puissance en sortie de l'interféromètre : ce maximum est obtenu en réflexion pour un déphasage nul.

La courbe montre bien qu'en réflexion, pour un rapport de gain de 5 dB, on obtient une extinction d'environ 17 dB correspondant à un déphasage de π .

Par contre, en transmission, le contraste est bien meilleur puisque l'extinction n'est limitée dans notre simulation que par le bruit du SOA.

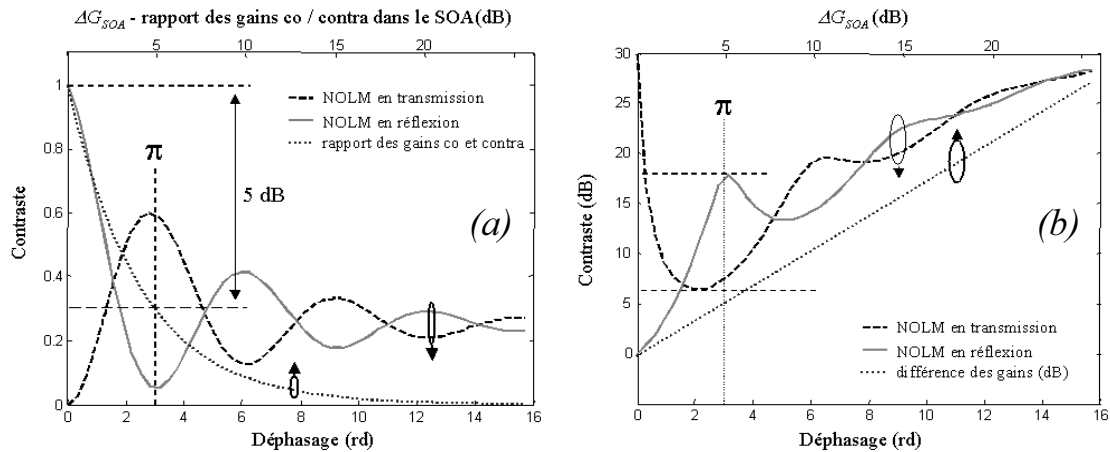


Figure 69 : Corrélation gain / phase dans le NOLM

Nous pouvons déjà comparer les deux configurations à partir de ces résultats :

la configuration NOLM en réflexion : en combinant déphasage et compression de gain, on peut obtenir un contraste qui va augmenter avec la valeur du déphasage.

Cette configuration permet une sensibilité moindre aux fluctuations de la phase dans l'interféromètre puisque pour un déphasage de π , le NOLM est éteint (puissance en sortie faible).

la configuration NOLM en transmission : le gain sur la sonde est systématiquement plus faible mais en régime de faible modulation gain/phase (< 3 dB), le NOLM peut transmettre un taux d'extinction très important. Nous avons vu dans le premier chapitre toutes les applications pour le traitement tout-optique du signal de cette fonction optique largement étudiée dans la littérature. Citons toutefois les travaux théoriques concernant la régénération¹⁷⁰ et le démultiplexage OTDM¹⁷¹.

En contrepartie, cette configuration sera beaucoup plus sensible aux variations de phase puisque plus le déphasage est important et plus la puissance en sortie est importante.

Sur la Figure 70, nous mettons en évidence l'importance de la valeur attribuée au coefficient phase amplitude pour la simulation du NOLM.

Dans un premier temps, nous avons une relation linéaire entre le déphasage et la compression du gain dont la valeur correspond à α . Sur la Figure 70 (a), pour avoir un déphasage de π dans le NOLM, il faut lorsque $\alpha = 5$, une différence de gain de 5 dB environ.

En régime de compression dynamique, en supposant que le α reste constant pendant tout le processus de compression du gain dans le SOA, nous donnons sur la Figure 70 (b) la compression du gain correspondant à un déphasage de π pour différentes valeurs de α .

Cette dernière courbe permet de retrouver expérimentalement la valeur moyenne (temporelle) de α en mesurant le taux de compression du gain dans le SOA nécessaire pour générer une frange d'interférence en sortie du NOLM (un maximum et un minimum d'intensité consécutifs).

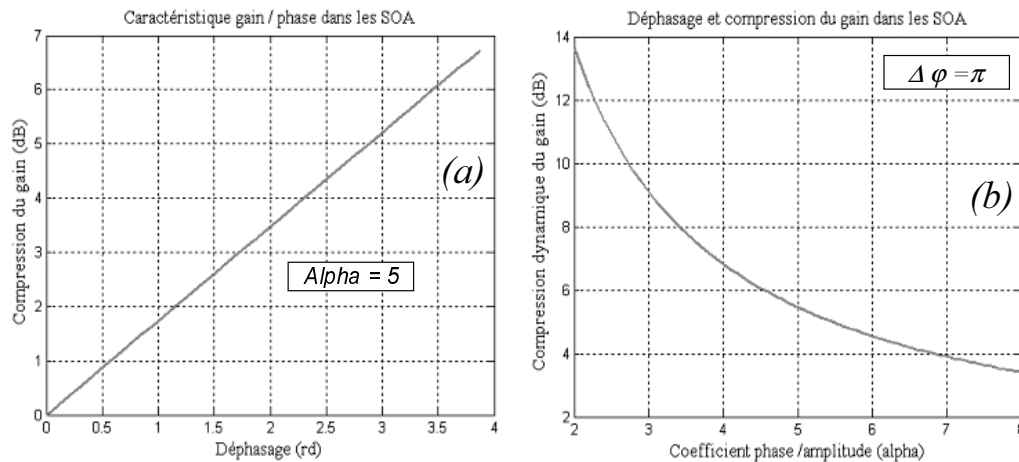


Figure 70 : Relations entre phase et compression du gain dans les SOA

2.4 Caractérisation dynamique du NOLM

Dans cette partie, nous présentons les performances du NOLM en configuration pompe / sonde pour la régénération 2R et 3R.

Nous allons présenter les résultats de simulation pour différents formats de signal (RZ et NRZ), pour les deux configurations possibles du NOLM (en réflexion et en transmission) et nous essaierons de prévoir le comportement du NOLM en présence de bruit optique sur la commande. Cette étude a pour objectif de bien prévoir le comportement de cette fonction tout-optique complexe dans un environnement système et d'évaluer son potentiel régénératif. Nous nous limiterons au fonctionnement du NOLM à 10 Gbit/s pour pouvoir comparer les résultats de simulations à l'expérience.

2.4.1 Fonction de transfert du NOLM

Nous allons utiliser le modèle complet du NOLM qui prend en compte la topologie du dispositif à savoir le décalage du SOA par rapport au milieu de l'interféromètre. Ce décalage correspond à un retard entre les champs co et contra-propagatifs, qui va provoquer le déphasage du NOLM (les champs co et contra ne vont pas subir la même différence de gain ni le même déphasage).

Pour étudier le fonctionnement du NOLM en régime dynamique, on utilise pour simuler le signal de pompe des impulsions de type « sécante hyperbolique » d'une largeur à mi hauteur de 30 ps et possédant un taux d'extinction de 25 dB.

La sonde est pour l'instant continue et sa puissance est de -10 dBm. Le courant de polarisation du SOA est 300 mA. Pour avoir un taux de compression du gain du SOA suffisant, nous avons pris une puissance (crête) de pompe de 3 dBm (dans le SOA).

Nous rappelons que le NOLM est un interféromètre qui par construction est en configuration « miroir » (toute la sonde est réfléchi) si la différence de entre les champs co et contra-propagatifs est nulle.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à une compression du gain constant dans le SOA tel que le taux de compression vaut 6 dB.

Nous avons fait varier le retard entre les champs co et contra dans le NOLM, ce qui correspond à faire varier la position du SOA dans le NOLM.

Les résultats sont présentés sur la figure suivante.

Sur la Figure 71 (a), nous présentons le taux d'extinction de la sonde en transmission et en réflexion en fonction du retard entre le champ co et le champ contra-propagatif dans le NOLM. L'expression du retard de propagation T est donnée par la formule (3.37).

Nous avons aussi représenté le taux de compression du gain dans le SOA (précisément $-Tc$) pour comparer l'influence de la modulation du gain par rapport à la contribution du déphasage dans l'interféromètre.

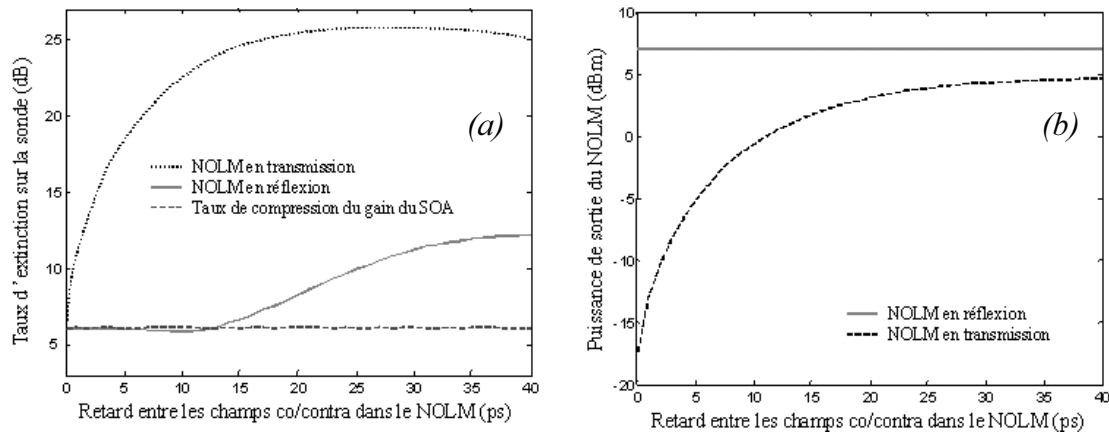


Figure 71 : Comparaison entre la configuration NOLM en réflexion et NOLM en transmission

Ainsi, nous remarquons qu'en transmission, il faut un retard de propagation de quelques dizaines picosecondes pour ouvrir le NOLM complètement (taux d'extinction de 25 dB). Les fluctuations du taux d'extinction sont dues à la faible précision de la mesure numérique du signal en transmission. Elles vont dans le sens d'une importante sensibilité de cette configuration du NOLM, à la phase et à la différence de gain dans le SOA entre les champs co et contra-propagatifs.

En réflexion, le NOLM est toujours ouvert mais le taux d'extinction optimum de la sonde modulée (12 dB) va être atteint pour un retard de l'ordre de 30 ps. La stabilité du taux d'extinction de la sonde en réflexion est due au fait que la forme du signal est principalement donnée par la forme de la compression du gain (la contribution de la phase étant moins importante).

La Figure 71 (b) présente la puissance de sortie du NOLM pour les deux types de configuration. Le NOLM en réflexion étant toujours « ouvert », la puissance optique en sortie sera toujours plus importante et très peu sensible aux variations de la phase.

C'est pour cette condition essentielle que l'étude du NOLM a été réalisée en configuration « réflexion ».

Nous présentons maintenant la fonction de transfert du NOLM. Nous conservons les mêmes configurations pour le SOA. Nous faisons varier la puissance crête des impulsions de pompe en entrée. La Figure 72 présente les résultats de simulations pour plusieurs retards co / contra propagatifs dans le NOLM.

Nous observons nettement que le retard entre les champs co et contra-propagatifs à l'origine du déphasage dans l'interféromètre, va avoir une influence importante sur la non-linéarité de la fonction de transfert. Cette dernière étant un élément fondamental pour les propriétés régénératives de la fonction optique comme nous l'avons déjà souligné à plusieurs reprises.

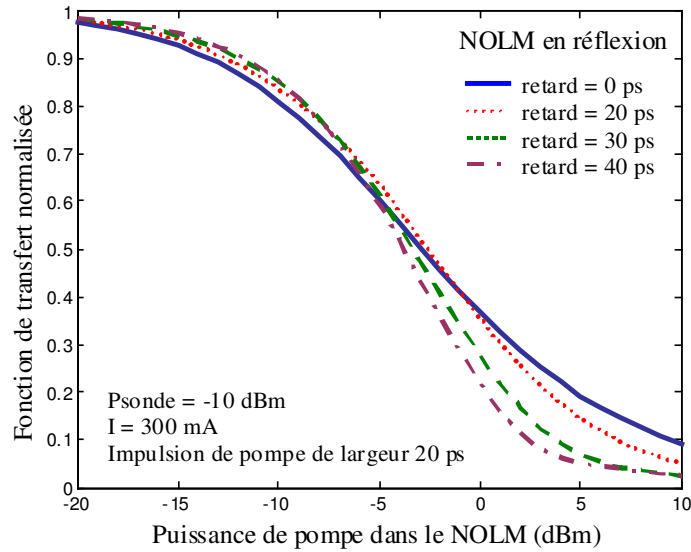


Figure 72 : Fonction de transfert du NOLM en configuration « réflexion »

Plus le déphasage est important et plus la non-linéarité de la fonction de transfert est accentuée. Nous allons voir dans la partie suivante que le déphasage va provoquer une déformation plus ou moins importante en fonction du format des données en entrée.

Enfin, pour un retard nul, nous retrouvons la fonction de transfert du SOA. A cette condition, la modulation de la lumière dans l'interféromètre ne dépend que de la modulation du gain, le déphasage entre les champs co et contra-propagatifs étant nul.

2.4.2 Transmission des données en configuration système

Deux formats de données sont proposés pour les transmissions optiques à haut débit. Le format NRZ est comme nous l'avons déjà vu le format standard pour les transmissions à 10 Gbit/s. Notre travail étant destiné à réaliser des fonctions optiques pouvant être utilisées à des débits supérieurs (40 Gbit/s), il est important de tester le NOLM avec un format RZ, (format mieux adapté aux très haut débits).

Nous allons donc réaliser des simulations pour le format RZ et NRZ sur la pompe en entrée.

Il convient aussi de les tester en fonctionnement 2R (sonde continue) et 3R (sonde impulsionnelle correspondant à une horloge optique).

Pour cela, nous avons développé au laboratoire modèle numérique permettant de simuler le fonctionnement du NOLM en configuration système. Les résultats obtenus dans cette partie proviennent de ce modèle qui a pour caractéristique de simuler tous les types de fonctionnement décrits précédemment. Il intègre le bruit d'émission spontanée de l'amplificateur à semi-conducteurs. Il prend en compte la puissance de saturation du SOA.

Grâce à cette outil, nous souhaitons dans un premier temps simuler la forme temporelle des signaux en sortie du NOLM afin de déterminer ses points de fonctionnement pour la régénération du signal, à savoir un bon taux d'extinction de sortie et un format compatible avec un environnement système. Cette étape passe par l'analyse du diagramme de l'œil.

L'objectif de cette étude est de déterminer des fenêtres temporelles de transmission compatibles avec le fonctionnement 3R, c'est à dire plus larges que les impulsions de sonde.

Nous avons d'autre part eu recours à la mesure du facteur Q pour évaluer les dégradations sur le diagramme de l'œil, principalement dues à la distorsion du signal au travers du NOLM. Notre propos dans cette partie n'étant pas le transfert du bruit, le signal de pompe en entrée possède un très bon OSNR. Le taux d'extinction du signal en entrée est lui de 20 dB.

La mesure relative du facteur Q permet de dégager des points de fonctionnement (ou fenêtres de transmission) correspondant à une amélioration du taux d'extinction ou une faible distorsion des niveaux de « 1 » et / ou de « 0 ». Un bon facteur Q en sortie du NOLM correspondra à un bon taux d'extinction et à une faible distorsion du signal, soit, une fenêtre de transmission temporelle de bonne qualité.

Les simulations sont réalisées pour un taux de compression du gain du SOA de 10 dB (correspond à une puissance de pompe >10 dBm en ce qui concerne nos dispositifs optiques). La puissance de sonde est de -10 dBm et la puissance de saturation du gain du SOA de -20 dBm.

Deux types de pompe sont injectées dans le NOLM, d'une part un signal NRZ classique à 10 Gbit/s et d'autre part un signal RZ à 10 Gbit/s d'impulsions de largeur 30 ps. Nous avons limité notre étude sur ces deux types de formats utilisés au laboratoire et présentés sur les Figure 73 (a) et (b)).

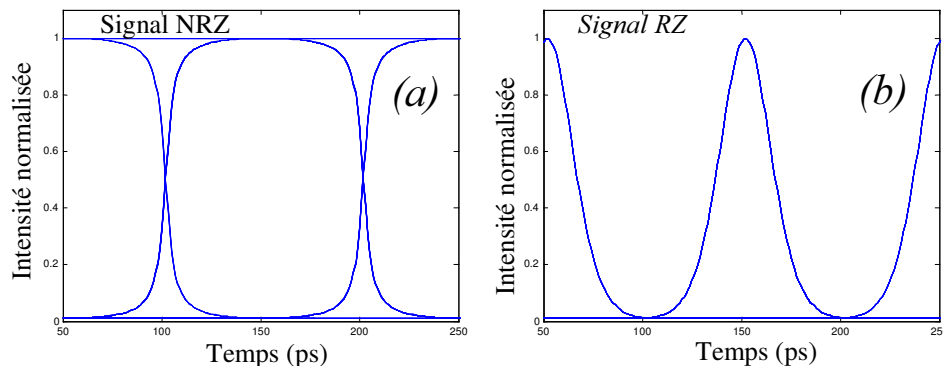


Figure 73 : Formats de pompe utilisés pour la simulation du NOLM en environnement système

Tous les paramètres utilisés lors de la simulation numérique, ont été déjà explicités dans ce chapitre relatif aux modélisations du SOA et du NOLM. Nous conservons les mêmes valeurs pour les paramètres de simulation du SOA (en particulier $I = 300$ mA). Pour le NOLM, nous prenons un coefficient de couplage du coupleur entrée / sortie de 0,52 (pour rester dans une configuration réaliste).

a) Fonctionnement 2R avec pompe NRZ du NOLM en réflexion

Il s'agit du fonctionnement le plus simple puisqu'il ne nécessite pas d'horloge et que le format NRZ est le format « standard » pour les transmissions de type WDM.

La Figure 74 nous montre pour une séquence donnée le comportement des différentes composantes physiques entrant dans le fonctionnement du NOLM.

L'impulsion de pompe correspond au format NRZ à 10 Gbit/s (largeur temporelle de 100 ps) présentée sur la Figure 74 (a).

Le gain dans le SOA vu par les contributions co et contra-propagatives de la sonde pour un retard co / contra de 15 ps est présenté sur la Figure 74 (b). On peut aussi y voir le déphasage entre les champs co / contra correspondant.

Sur la Figure 74 (c), nous observons le signal en sortie du NOLM en réflexion et en transmission.

Le NOLM en transmission, ne conserve pas le motif des données puisqu'il est essentiellement sensible à la phase.

Par contre, en réflexion, on remarque que le signal conserve globalement le format et inverse la polarité des données de pompe.

Il est important de rappeler que le NOLM-SOA n'est pas un système conservatif du fait de la non-linéarité du gain dans les SOA (la somme des puissances de sortie du NOLM en configuration réflexion et transmission n'est pas égale à la puissance de sonde en entrée).

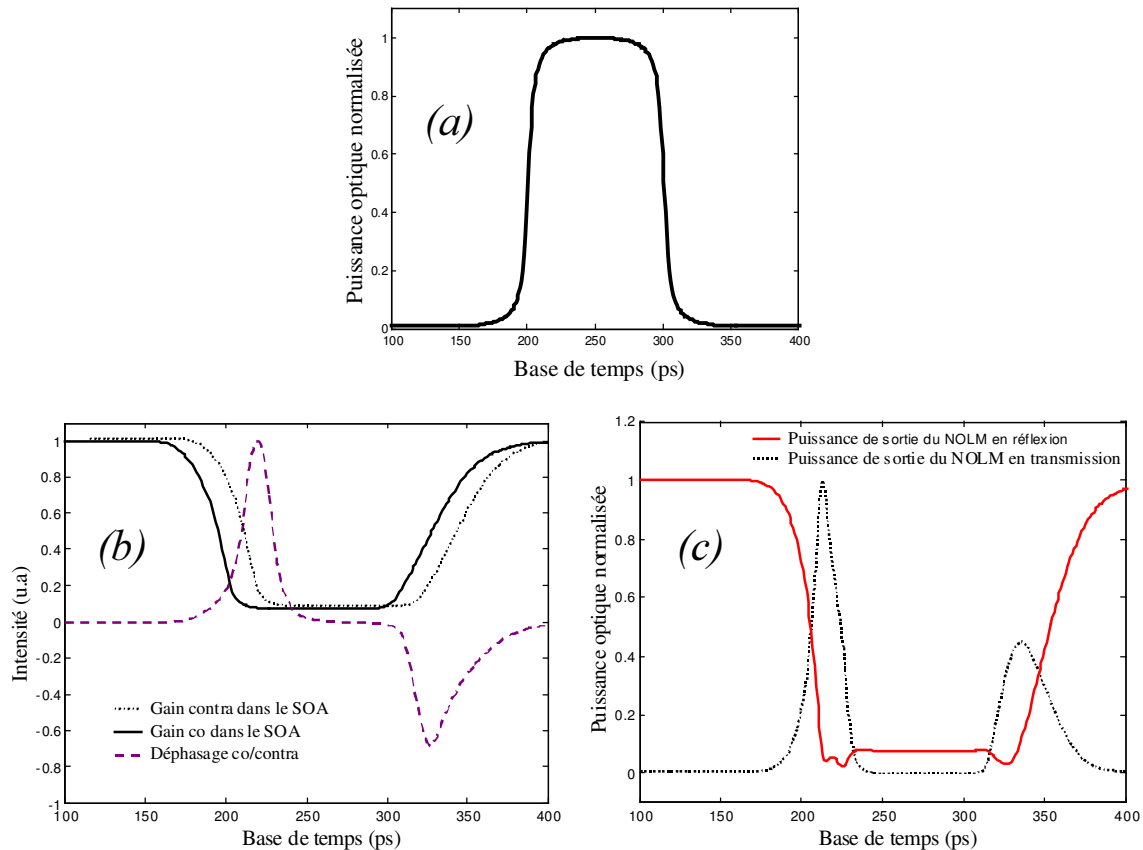


Figure 74 : Principe du fonctionnement 2R-NRZ

Dans la suite de l'étude, nous allons privilégier la configuration réflexion du NOLM pour sa faible sensibilité aux variations de phase et sa conservation (partielle) du format des données sur la pompe.

Nous avons fait varier le retard entre les champs co et contra-propagatifs (revient à modifier la différence de phase instantanée comme nous l'avons déjà vu), pour essayer d'évaluer les dégradations du signal en terme de format de transmission et de qualité de transmission. Il faut toujours garder en mémoire que plus le retard est grand et plus les non-linéarités sur la fonction de transfert sont importantes et plus la qualité de la fonction optique régénératrice sera bonne en terme de prise de décision et de transfert du bruit.

Les résultats de cette simulation sont présentés sur la Figure 75. Ils présentent le diagramme de l'œil, le facteur Q et le taux d'extinction du NOLM en réflexion. Le diagramme de l'œil donne une information qualitative de la transmission simulée.

Nous effectuons une mesure numérique pour une position particulière dans l'œil (précisée sur les figures). Pour cette position on évalue la qualité de la fenêtre de transmission obtenue via la mesure du taux d'extinction (qui correspondra au taux d'extinction du signal de sortie) et la mesure du facteur Q (permet de donner une idée de la qualité du signal de sortie traduite par l'ouverture du diagramme de l'œil).

La mesure du facteur Q permet alors de déterminer les améliorations ou les dégradations du signal de sortie, permettant d'identifier des fenêtres de transmission. Le facteur Q n'implique pas nécessairement dans notre étude, une dégradation par le bruit. Dans ces conditions, le signal de pompe est non bruité puisque le transfert du bruit n'est pas le propos de cette partie. Le taux d'extinction en entrée est de 20 dB et l'OSNR de 40 dB/0,1nm. Le facteur Q en entrée est de 50.

Sur ces résultats, on peut apprécier que la mauvaise qualité du diagramme de l'œil due aux distorsions du signal dans le NOLM est corroborée par un facteur Q faible à taux d'extinction constant. La simulation permet donc de prendre en compte les dégradations ou bien les améliorations subies dans la fonction optique et de qualifier ses propriétés en terme de régénération.

Le taux de compression du gain du SOA est de 10 dB, la puissance théorique de sortie du NOLM en réflexion est de 6 dBm.

Avec ce type de dispositif, nous avons un taux d'extinction de sortie relativement faible entraînant un facteur Q lui aussi assez faible pour une fonction régénératrice. Le facteur Q en entrée est lui très grand (45) puisqu'on considère un signal sans bruit en excès (OSNR de 40 dB/0,1 nm) et un taux d'extinction de 20 dB.

Pour un signal de pompe non bruité en entrée, l'OSNR de sortie dépend du bruit d'émission spontanée du SOA.

Le taux d'extinction de sortie est donné par le taux de compression du gain du SOA.

Nous pouvons admettre que pour cette configuration, le NOLM ne va pas pouvoir améliorer le taux d'extinction.

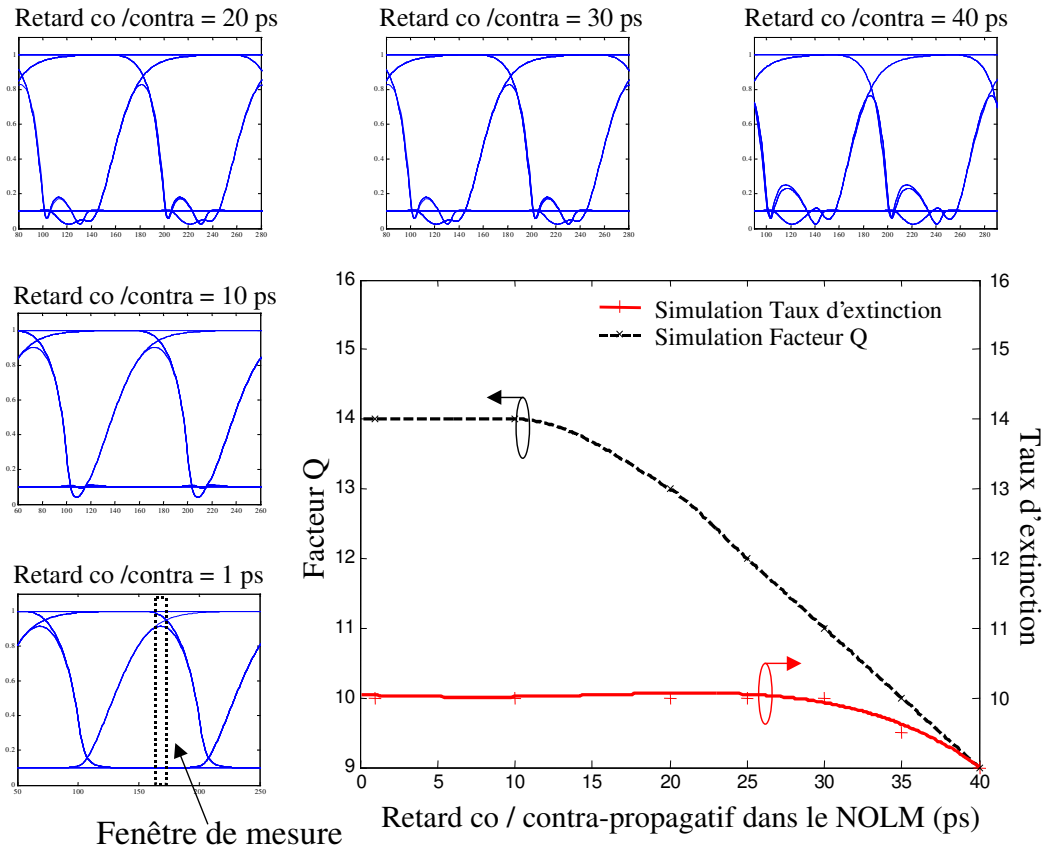


Figure 75 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (2R-NRZ)

b) Fonctionnement 2R avec pompe RZ du NOLM en réflexion

Nous avons vu dans la partie précédente que le fonctionnement 2R n'était pas très performant en terme de régénération. Par contre, son étude est fondamentale pour comprendre le fonctionnement dynamique du NOLM. La sonde continue (fonctionnement 2R) permet de « lire » la contribution du gain et de la différence de phase (introduite par le retard co/contre-propagatif) et de déterminer des fenêtres de transmission potentielles.

Le taux d'extinction en entrée est de 20 dB et l'OSNR de 40 dB/0,1nm. Le facteur Q en entrée est de 50.

La Figure 76 nous montre l'évolution du format de la sonde en fonction du retard co/contre-propagatif. Les résultats en terme de qualité de format NRZ sont catastrophiques mais laissent néanmoins envisager un très bon comportement en fonctionnement 3R (cas de figure où la sonde serait une horloge impulsionnelle) qui permettrait de passer outre les distorsions engendrées par la compétition gain/phase dans le NOLM.

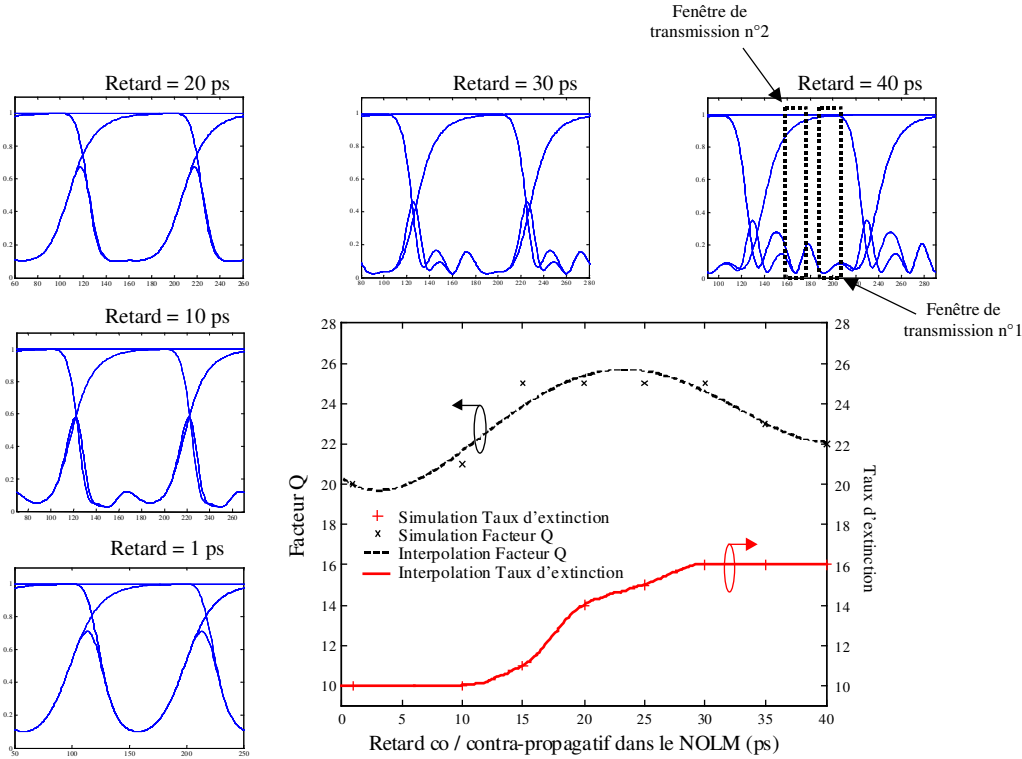


Figure 76 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (2R-RZ)

Nous nous plaçons dans les mêmes conditions que pour la simulation précédente. Le facteur Q va augmenter en même temps que le taux de compression, laissant apparaître une nouvelle fenêtre de transmission. Les performances deviennent alors très intéressantes car on a en sortie un taux d'extinction autour de 15 dB, ce qui pourrait rendre ce dispositif très attractif par rapport aux autres types de régénérateurs (Cf. les valeurs relevées lors de l'état de l'art présenté dans le premier chapitre).

Les valeurs ont été obtenues avec une fenêtre de mesure de 10 ps. Les fenêtres de transmission mises en évidence (permettant de réaliser une régénération de bonne qualité) ne sont donc valables que pour une largeur de 10 ps. Nous n'avons pas réalisé une étude poussée sur cet aspect, l'objectif étant de dégager un comportement général du NOLM en configuration système.

c) Fonctionnement 3R avec pompe NRZ du NOLM en réflexion

Nous reprenons dans cette partie le format NRZ avec une sonde impulsionnelle d'impulsions de largeur 30 ps, d'OSNR de 40 dB/0,1 nm et de taux d'extinction de 30 dB (horloge optique à 10 GHz). Sur la Figure 77, on distingue deux fenêtres de transmission possibles que nous avons réussi à mettre en évidence en fonctionnement 3R.

Le taux d'extinction en entrée est de 20 dB et l'OSNR de 40 dB/0,1nm. Le facteur Q en entrée est de 50.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 77. Ils mettent eux aussi en évidence une seconde fenêtre de transmission en fonctionnement 3R, décalée de la fenêtre de transmission « naturelle » obtenue en fonctionnement 2R.

Les résultats obtenus donnent un très bon taux d'extinction (13 dB) et pour un facteur de qualité de 16. Avec ce type de configuration, le problème du faible taux d'extinction du NOLM semble résolu mais on réalise avec cette configuration un changement de format NRZ-RZ difficile à utiliser dans le contexte général de la régénération en ligne des signaux. Cette opération pourrait être néanmoins très utile pour homogénéiser les réseaux tout-optiques.

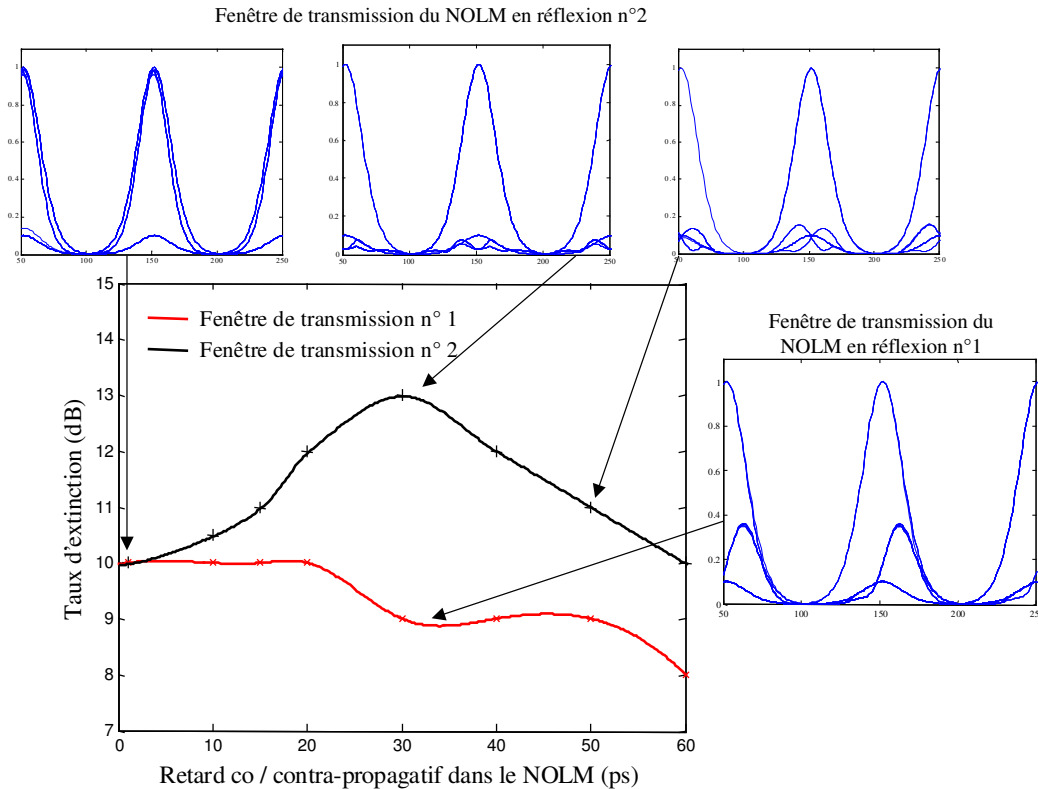


Figure 77 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (3R-NRZ)

d) Fonctionnement 3R avec pompe RZ

Cette configuration est sans doute la mieux adaptée aux réseaux de télécommunications à très haut débit puisqu'elle conserve le format RZ en entrée et en sortie. Elle fonctionne avec un format impulsionnel, lui aussi adapté à la technique OTDM largement présentée dans ce rapport.

C'est dans cette configuration que nous avons obtenu les meilleurs résultats de simulation. Nous avons repris la fenêtre de transmission n°2 pour une pompe RZ dans laquelle nous avons fait passer une horloge optique. Le taux de compression du gain du SOA est toujours de 10 dB et le retard co/contre-propagatif variable. Les résultats sont présentés sur la Figure 78. Nous avons mis en évidence un taux d'extinction de 16 dB (celui de la pompe en entrée est de 20 dB), un facteur Q de 39 (il est de 45 en entrée), pour un retard co/contre-propagatif dans le NOLM de 30 ps. La fonction de transfert correspondant à cette configuration présente une forte non-linéarité (Cf. Figure 72).

Ces résultats du NOLM en réflexion sont très encourageants pour des applications de régénération du signal. Nous pouvons d'ores et déjà considérer que cette fonction est capable

de régénérer le taux d'extinction et le rapport signal à bruit optique (via la conversion de longueur d'onde).

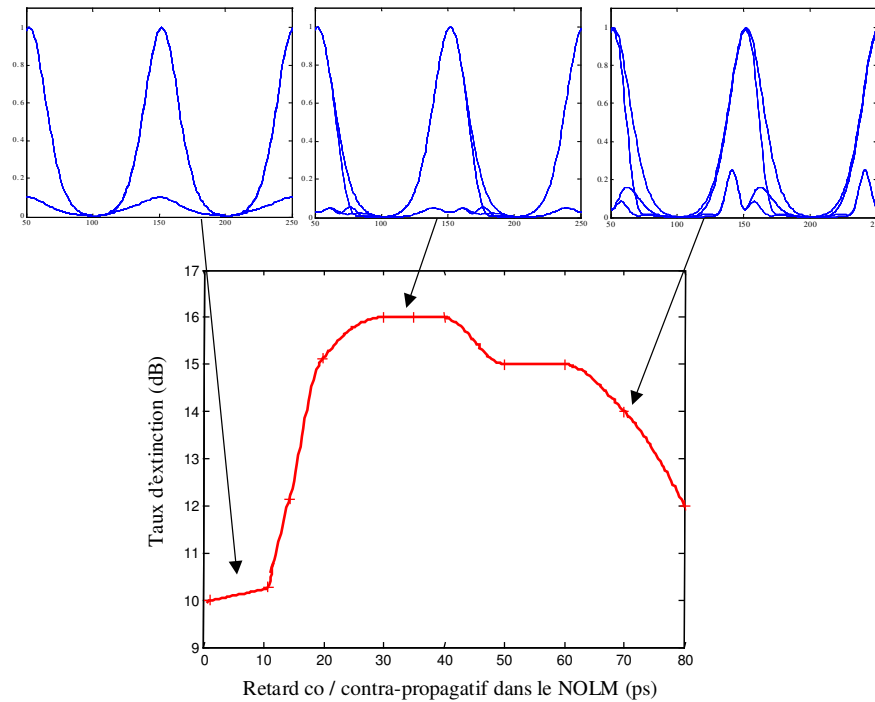


Figure 78 : Caractérisation dynamique du NOLM en réflexion, en configuration système (3R-RZ)

Nous avons également obtenu un résultat très intéressant en transmission pour cette configuration. Le NOLM en transmission sera beaucoup moins stable en système (du fait de sa grande sensibilité aux variations de phase en terme de forme du signal et puissance de sortie) que le NOLM en réflexion. Il convient de noter ses performances à titre de comparaison :

Pour un taux de compression de 10 dB du gain du SOA, pour un retard co/contra de 30 ps, on a un taux d'extinction de 28 dB et un facteur Q de 41 (il est de 45 en entrée).

En supposant une meilleure stabilité du NOLM en transmission, on pourrait mettre à profit de telles performances pour réaliser des opérations de régénération 3R avec des impulsions très courtes (la fenêtre de transmission étant beaucoup plus courte pour le NOLM en transmission du fait des distorsions apportées par la contribution importante du déphasage).

3 Comparaison des performances des régénérateurs étudiés

Nous avons comparé deux types de régénérateurs relativement peu étudiés dans la littérature pour leur propriétés de régénération du signal dans les communications sur fibres optiques à très haut débit (> 10 Gbit/s) :

- i) Le double étage de SOA (DE-SOA) est une configuration originale basée sur l'amélioration du taux d'extinction du signal modulé en sortie d'un SOA grâce à une accentuation de la compression du gain sur la sonde grâce à un deuxième étage de SOA.
- ii) Le NOLM en configuration réflexion est un dispositif interférométrique qui va utiliser sa dépendance en phase pour accentuer dans certaines conditions d'utilisation (3R) ses capacités de régénération. Nous avons donc comparé deux types de fonctions optiques à base de SOA dans un environnement système grâce à notre logiciel de simulation développé au laboratoire. Les simulations seront complétées par des résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 4.

3.1 Le Double-Etage de SOA

Ce dispositif original est basé sur le principe du double passage des données dans les SOA. Si nous considérons qu'une compression du gain du SOA produite par un « 1 » de pompe va générer un « 0 » sur la sonde, le taux d'extinction sur la sonde modulée en sortie ne va pas pouvoir être plus grand que le taux de compression du gain. Ce qui engendre un taux d'extinction limité dans les SOA pour la régénération tout-optique du signal. La solution trouvée à cette limitation est que le « 1 » de pompe compresse le gain d'un autre SOA, au moment exact où passe dans ce SOA la sonde modulée par ce même « 1 » de pompe dans le SOA précédent.

Le schéma de principe du double étage de SOA est présenté sur la Figure 79.

Pour faire fonctionner ce dispositif, il est nécessaire que les trajets optiques 1 et 2 soient égaux (condition réalisée avec la ligne à retard optique #2) pour que le même « 1 » de pompe compresse le gain des deux SOA lors du passage de l'impulsion de sonde. Le signal en sortie du double-étage va voir sa puissance varier instantanément en fonction de la puissance de pompe. On peut écrire la relation de principe suivante.

$$P_{\text{sortie}(DE-SOA)} = P_{\text{Sonde en entrée}}(t) \times G_{SOA\#1}(t) \times G_{SOA\#2}(t) \quad (3.44)$$

Le gain du SOA est une fonction de la puissance de pompe. Pour un régime impulsif (3R) comme décrit sur la Figure 79, on considère les impulsions de la pompe et les impulsions de l'horloge optique synchrones. Cette condition est réalisée grâce à la ligne à retard #1.

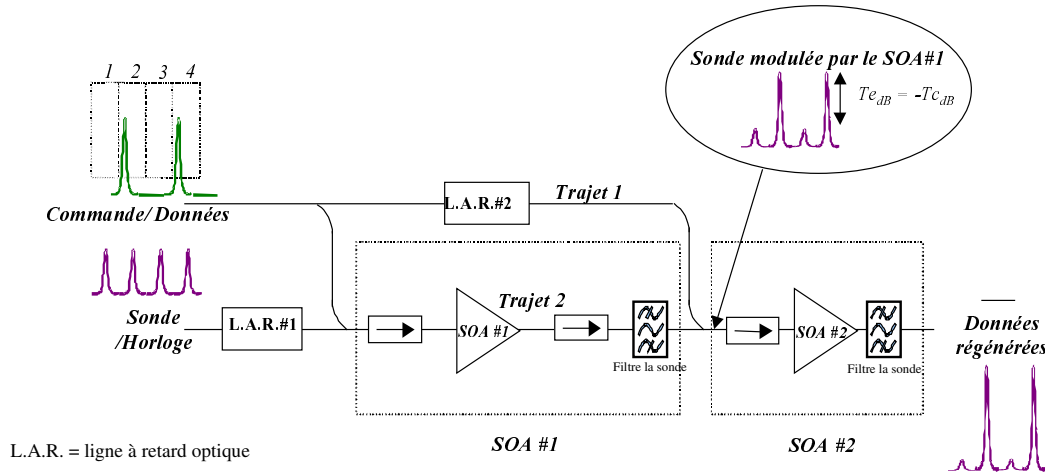


Figure 79 : Schéma de principe du double étage de SOA

Dans ces conditions, nous pouvons tracer la fonction de transfert du DE-SOA en fonction de la puissance de pompe incidente. La caractérisation est obtenue par simulation en faisant varier la puissance crête des impulsions de pompe (même technique que celle utilisée pour déterminer la fonction de transfert du NOLM).

Le taux de compression est traduit par le taux d'extinction de la sonde transmise. Nous rappelons que ce dispositif pompe / sonde permet de lire le gain dans le SOA pour une sonde constante. Les résultats sont présentés sur la Figure 80.

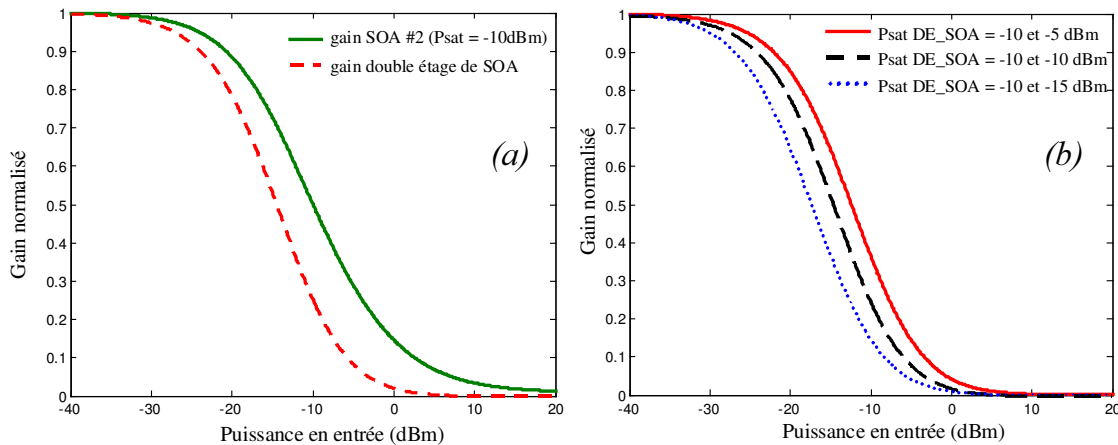


Figure 80 : Fonction de transfert du double-étage de SOA (DE-SOA)

Sur la Figure 80 (a), nous comparons la fonction de transfert du DE-SOA avec celle d'un SOA unique. On a pris pour tous les SOA la même puissance optique de saturation du gain (-10 dBm). Le résultat est très intéressant puisqu'il montre qu'on a une forte amélioration du taux de compression du gain du DE-SOA par rapport au SOA seul (9 dB pour une puissance de pompe de 0 dBm et une amélioration de 15 dB pour une puissance de pompe de 10 dBm).

Théoriquement, le gain linéaire du DE-SOA correspond au carré du gain linéaire du SOA seul (fois deux sur le gain en décibel).

La non-linéarité de la fonction de transfert est fortement accentuée. Ces deux éléments mettent en évidence le grand potentiel du DE-SOA pour la régénération. Nous pouvons signaler que ce dispositif est théoriquement peu sensible à la polarisation.

La Figure 80 (b) correspond aux fonctions de transfert du DE-SOA pour des puissances de saturation du gain du SOA différentes dans les deux SOA. Cette condition est réalisée en injectant des courants de polarisation différents ou bien en injectant une puissance de sonde différente dans les deux SOA. Nous avons pris dans cette simulation des taux de compression du gain identiques (10 dB). Les résultats montrent que l'on ne modifie pas la non-linéarité de la fonction de transfert, ce qui ne permet pas une optimisation de la fonction de transfert comme on a pu le montrer avec celle du NOLM (variations en fonction du déphasage entre les champs co et contra-propagatif dans l'interféromètre).

Nous allons faire une étude comparative des trois dispositifs à base d'amplificateurs à semi-conducteurs pour la régénération : le SOA seul, le Double-Etage de SOA et le NOLM-SOA.

3.2 Etude théorique comparative entre NOLM et Double-Etage de SOA

Cette partie a pour objectif d'évaluer les performances de chacune des fonctions optiques en terme de propriétés de régénération des signaux optiques. Chacune est utilisée en configuration pompe / sonde, ce qui est une étape importante pour la réduction du bruit. Nous avons réalisé ces simulations dans les conditions présentées en début de chapitre (Cf. les généralités sur la mesure du bruit).

Nous avons introduit précédemment toutes les notions utiles à cette étude comparative théorique. L'objectif de cette étude est de mettre en évidence le caractère régénératif des fonctions considérées et d'en faire ressortir les différences éventuelles entre tel ou tel générateur.

Les trois dispositifs sont basés sur l'utilisation des SOA. Nous avons déjà présenté qualitativement la transmission du bruit dans les SOA. Nous pouvons suggérer que les trois fonctions optiques vont globalement avoir à peu de chose près, le même fonctionnement.

3.2.1 La fonction de transfert

Tout d'abord, nous pouvons comparer les fonctions de transfert des trois types de fonctions optiques pour la régénération. Leurs simulations ont été réalisées suivant le même procédé (longuement décrit au cours de ce chapitre). Les résultats sont présentés sur la Figure 81. La fonction de transfert du NOLM présentée est obtenue par la simulation pour un retard co / contra_propagatif de 40 ps.

Le principe reste le même, nous faisons varier la puissance crête d'une impulsion de pompe en entrée (de largeur 30 ps) pour une configuration du SOA données : $I = 300$ mA, $P_{sat} = -10$ dBm. Nous mesurons ensuite la puissance optique de la sonde en sortie.

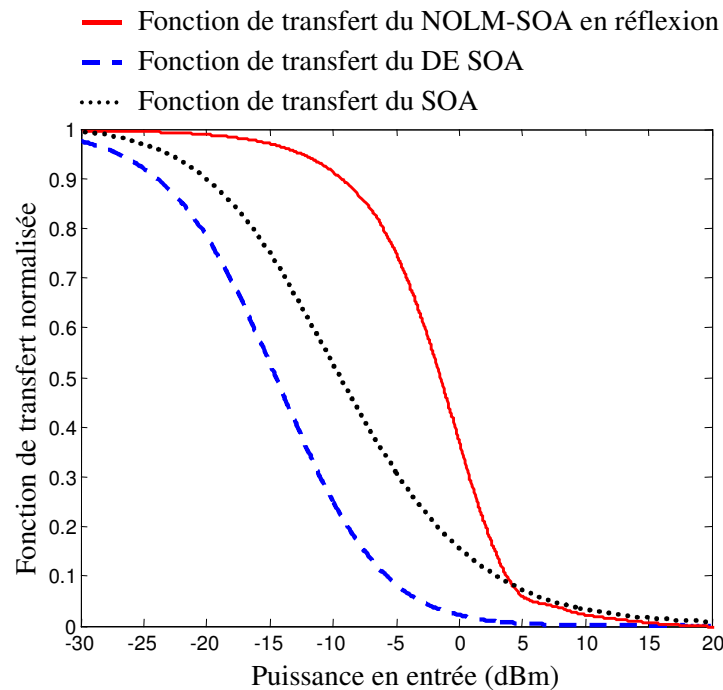


Figure 81 : Comparaison des fonctions de transfert non-linéaires

La fonction de transfert du SOA sera la moins bien adaptée à la régénération puisqu'elle possède un taux d'extinction maximum inférieur aux autres. En réalité, il est quasiment impossible d'y obtenir un taux de compression de 10 dB sans altérer la réponse temporelle de la fonction de transfert. Pour une forte compression du gain, le temps de recombinaison des porteurs de charge va d'autant limiter le taux d'extinction en sortie du SOA que le débit des données est élevé (phénomène de « patterning »). De plus, la non-linéarité de sa fonction de transfert étant la moins importante, ses qualités régénératives seront en deçà de celles des autres dispositifs (NOLM et DE-SOA).

3.2.2 Etude de la sensibilité du dispositif aux dégradations en entrée

Les principales dégradations dans les systèmes dit linéaires (effets non-linéaires négligeables) subies par le signal sont :

- Une accumulation du bruit par la présence d'amplificateurs optiques (la dégradation par le bruit optique pourra être mesurée après détection, via le SNR).
- La diminution du taux d'extinction du à l'effet de la dispersion chromatique, de polarisation ou de diaphonie d'origine non-linéaire (XPM, etc). Cette dégradation n'a pas été prise en compte dans la modélisation.

Ces dégradations vont se traduire par une diminution du facteur Q et du SNR.

a) Sensibilité à la dégradation du SNR

La puissance d'émission spontanée amplifiée est filtrée dans 0,1 nm. Nous ne sommes donc en régime de battement signal / spontané prédominant (nous ne sommes pas limité non plus par le bruit thermique).

A partir des fonctions de transfert de la Figure 81, nous avons étudié le transfert du bruit au travers des fonctions optiques considérées. Généralement, on a accès à la puissance d'entrée, nous avons donc fixé une puissance de pompe de 5 dBm et la puissance de sonde de -10 dBm. Nous avons simulé l'augmentation du bruit en augmentant la variance (du deuxième ordre) du bruit sur le signal optique. Nous reprenons la définition du rapport signal sur bruit proportionnel à l'inverse de la variance dans un cas idéal.

Les résultats concernant le SOA seul sont présentés sur les figures suivantes.

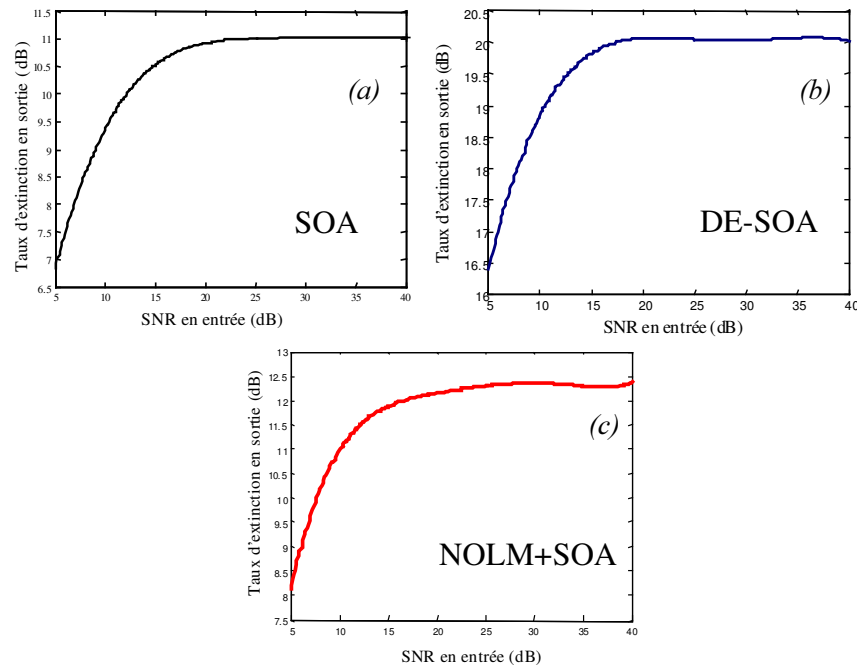


Figure 82 : Sensibilité des fonctions optiques au bruit optique

Cette série de courbes montre une sensibilité des fonctions optiques considérées à la dégradation du SNR en entrée, sensiblement équivalente. La non-linéarité de la fonction de transfert provoque une dégradation non-linéaire du taux d'extinction de la sonde. Pour comprendre ce phénomène, il faut se reporter au paragraphe concernant le transfert du bruit dans les SOA. Nous pouvons dire que la transmission sur la sonde, du bruit des « 0 » de pompe, ne va pas dégrader le SNR jusqu'à une certaine valeur de bruit. Au delà de cette valeur, les densités de probabilité du bruit vont être déformées par la non-linéarité de la fonction de transfert. Cette déformation va tendre à dégrader le taux d'extinction de la sonde en sortie.

Nous rappelons que ce comportement n'est valable qu'en configuration pompe / sonde, pour laquelle, la sonde « propre » en entrée et va améliorer le rapport signal sur bruit en sortie du régénérateur.

Ces résultats théoriques sont corroborés par la Figure 83 suivante, qui exprime le facteur Q en entrée (pompe portant les données) par rapport au facteur Q en sortie (sonde modulée).

Nous constatons que l'insensibilité du signal de sortie aux dégradations linéaires du signal d'entrée n'est vrai, que si la variance du bruit optique ne dépasse pas une certaine valeur. Le seuil de dégradation du signal de sortie va dépendre des éléments constituant les différents dispositifs.

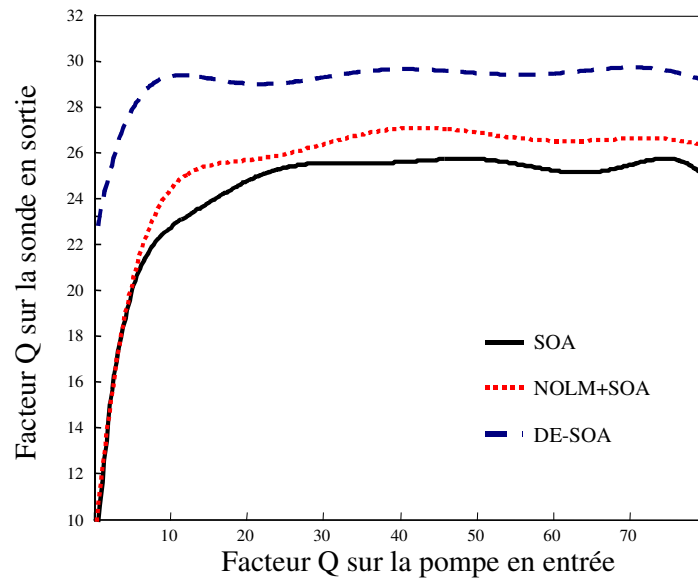


Figure 83 : Sensibilité des fonctions optiques à la dégradation du facteur Q

Globalement, ces résultats tendent à mettre en évidence le comportement régénératif basé sur une faible sensibilité des fonctions optiques non-linéaires à l'accumulation du bruit en entrée, tant que celle-ci n'est pas trop importante.

La forme de la fonction de transfert est prépondérante dans ce processus puisqu'elle va déterminer le taux d'extinction du signal de sortie et le seuil de dégradation par le bruit.

Nous n'avons pas retenu de valeur numérique de ces résultats de simulation, mais seulement un aspect qualitatif (tendance du phénomène).

Nous pouvons résumer le principe de régénération : le SNR en sortie doit être supérieur au SNR en entrée, ou bien, le taux d'extinction en sortie doit être supérieur à celui en entrée (cas des absorbants saturables).

b) Sensibilité à la dégradation du taux d'extinction

Nous avons avec le même outil de simulation fait varier le taux d'extinction de la pompe en entrée des portes non-linéaires. La puissance de pompe reste de 5 dBm et les niveaux de bruit sur la pompe et sur la sonde en entrée sont constants. L'OSNR du signal d'entrée est de 40 dB/0,1 nm. La puissance d'émission spontanée amplifiée est filtrée dans 0,1 nm. Les résultats sont indépendants du format de modulation de pompe et la sonde est continue.

Les résultats obtenus vont dans le même sens que les précédents. La sensibilité à la dégradation du taux d'extinction en entrée des trois dispositifs considérés, permet d'évaluer leur capacité à régénérer le signal.

Les Figure 84 (a), (c), (e) montrent que la dégradation du taux d'extinction en entrée doit être importante pour espérer avoir un taux d'extinction de sortie supérieur à celui d'entrée.

Pour le DE-SOA, un taux d'extinction de 10 dB en entrée donne théoriquement un taux d'extinction de 14 dB en sortie, alors que le NOLM donne un taux d'extinction de 11 dB. Nous pouvons donc dire qu'en terme de régénération du taux d'extinction, le DE-SOA semble meilleur.

Ces résultats vont dans le bon sens pour le NOLM et le double étage de SOA puisqu'un régénérateur est sensé améliorer le taux d'extinction. En revanche, un SOA seul aura un taux d'extinction de sortie toujours inférieur à celui en entrée.

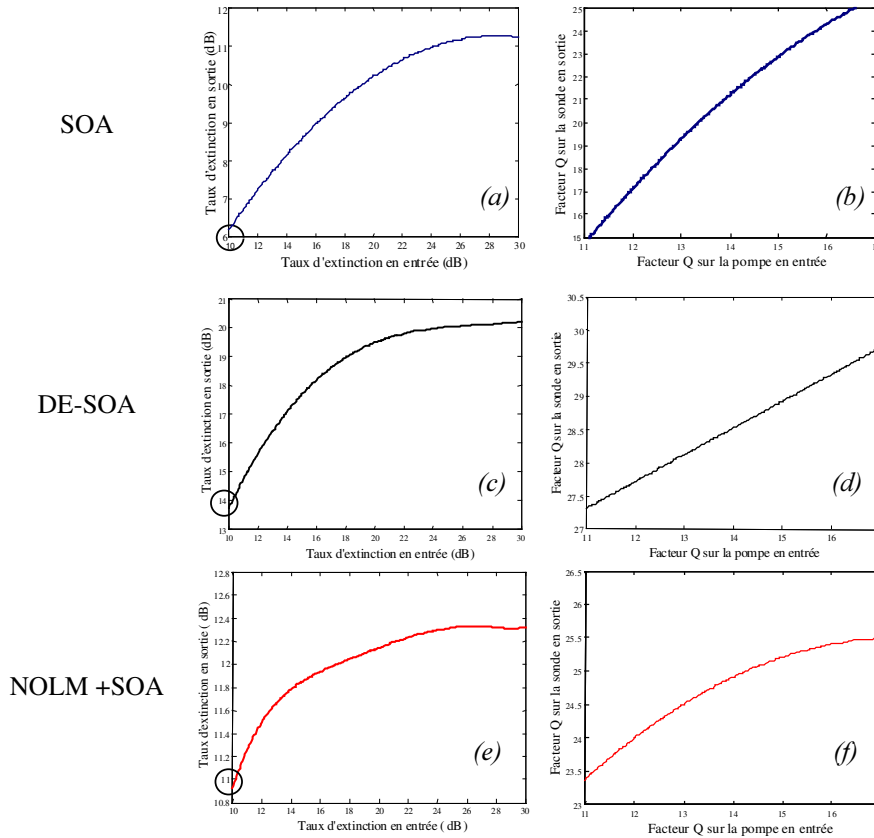


Figure 84 : Sensibilité des fonctions optiques au taux d'extinction

Concernant le facteur Q, dont l'étude est présentée sur les Figure 84 (b), (d), (f), nous constatons que dans tous les cas de figure, le facteur Q en sortie est supérieur au facteur Q en entrée. Cette observation ne peut-être valable qu'en régime de saturation croisée du gain (seul régime étudié dans la thèse).

Conclusion

Ce chapitre entièrement dédié à la simulation nous a permis de mettre en évidence les propriétés de trois fonctions optiques basées sur le même principe physique (mais déclinées sous trois formes différentes) susceptibles de régénérer le signal dans le contexte des télécommunications optiques à très haut débit. Tout d'abord, nous avons pu réaliser un logiciel de simulation prenant en compte les grandeurs physiques présentes dans le processus de régénération à base d'amplificateurs à semi-conducteurs. L'objectif était de simplifier autant que faire se peut, tous les phénomènes physiques tels que la dynamique du gain des SOA, l'émission spontanée dans les SOA, l'interférométrie à deux ondes, afin d'avoir un programme de simulation adapté aux systèmes de télécommunications. Les fonctions optiques étant relativement complexes, il était important d'avoir un outil souple et performant.

Nous avons pu analyser le processus de transformation du bruit d'entrée et du taux d'extinction d'entrée dans les dispositifs à base de SOA que nous avons considérés. Nous avons étudié leur sensibilité aux dégradations du signal d'entrée (taux d'extinction et facteur Q). Les résultats obtenus grâce aux simulations ont permis de comprendre les différentes étapes du processus de régénération, ainsi que d'en évaluer les performances.

Tout d'abord, la configuration pompe / sonde dans un SOA permet de minimiser le transfert du bruit présent sur les « 0 » du signal de pompe. Le niveau de bruit d'émission spontanée est fixé par la puissance optique des « 0 » de pompe dans le cas d'un très bon taux d'extinction en entrée, mais va diminuer au passage d'un « 1 » de pompe.

- L'origine du bruit sur les « 1 » de sonde est principalement due à l'émission spontanée du SOA.
- L'origine du bruit sur les « 0 » de sonde est due au transfert du bruit de la pompe sur la sonde.

En utilisant une fonction optique à base de SOA (DE-SOA ou NOLM) possédant une seconde non-linéarité de transmission en régime de compression du gain du SOA, il est aussi possible de minimiser le bruit sur les « 1 » de pompe. Dans ces conditions, la régénération des « 1 » et les « 0 » du signal peuvent-être réalisées simultanément.

Nous avons un régénérateur optique optimum en terme de qualité du signal (facteur Q) lorsque le signal en sortie est meilleur qu'en entrée. Cette condition n'est satisfaite que si le taux d'extinction du signal de sortie est suffisant. Il est donc nécessaire de réaliser cette condition pour prétendre disposer d'une fonction optique régénératrice.

Des trois dispositifs étudiés, il ressort que le Double-Etage de SOA est parfaitement apte à satisfaire les conditions de régénération. Il suffit de bien régler les puissances de pompe, sonde et courant de polarisation pour avoir un régénérateur robuste.

Le NOLM est lui plus complexe en terme de fonctionnement, il est donc difficile de caractériser parfaitement sa fonction de transfert (qui dépend principalement de la position du

SOA dans le NOLM). Nous avons montré qu'en l'utilisant en configuration « réflexion », il était possible d'avoir une fonction de transfert présentant une meilleure non-linéarité (seuil plus abrupt qu'un SOA seul). Il a été montré par ailleurs qu'on pouvait avoir des fenêtres de transmissions d'au moins 20 ps de large, possédant un taux d'extinction supérieur à 15 dB. Ainsi, nous pouvons espérer obtenir avec le NOLM en réflexion, des performances très intéressantes en régénération 3R.

Nous pouvons insister sur le fait que nous avons principalement étudié la configuration « originale » du NOLM en réflexion par rapport à la configuration « historique » du NOLM en transmission.

En configuration 2R, la dégradation du signal de sortie sera due à la déformation du format sous l'influence du gain du SOA et de la contribution de la phase dans le NOLM.

Une caractérisation expérimentale de ces fonctions optiques est présentée dans le chapitre suivant. Elle va permettre de vérifier les hypothèses faites sur le potentiel régénératif des fonctions optiques, à l'issue de l'étude des résultats de simulation.

Bibliographie du chapitre 3

-
- ¹³¹ J.C. Simon, « GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single mode fiber communications », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-5 (9), pp. 1286-1295, 1987
- ¹³² N.J. Doran and D. Wood, « Non linear Optical Loop Mirror », *Optic Letters*, Vol. 13, pp.56-58, 1988
- ¹³³ F. Mogensen, B. Pedersen and B. Nielsen, « New polarisation-insensitive and robust all-fibre-optic intreferometer for FM to AM conversion in optical communication », *Electronics Letters*, Vol. 29 (16), 1993
- ¹³⁴ J. C. Simon, L. Lablonde, I. Valiente, L. Billès and P. Lamouler, « Two-stage wavelength converter with improved extinction ratio », *OFC Postdeadline Paper*, PD15-2, San Jose, 1995
- ¹³⁵ K. Chan, C-K. Chan, W. Hung, F. Tong and L.K. Chen, « Waveform restoration in semiconductor optical amplifier using fiber loop mirror », *Photonics Technology Letters*, Vol. 14 (7), 2003
- ¹³⁶ G. Eisenstein, P.B. Hansen, J.M. Wiesenfeld, R.S. Tucker and G. Raybon, « Amplification of high repetition rate picosecond pulse using an InGaAsP travelling-wave amplifier », *Applied Physics Letters*, Vol. 53 (16), 1988
- ¹³⁷ K.L. Hall, G. Lenz, P. Ippen, U. Koren, G. Raybon, « Carrier heating and spectral hole burning in strained-layer quantum-well laser amplifiers at 1,5 μ m », *Applied Physics Letters*, Vol. 61 (21), 1992
- ¹³⁸ G. Eisenstein, J.M. Wiesenfeld, M.Wegener, G. Sucha, D. Chemla, S. Weiss, G. Raybon and U. Koren, « Ultrafast gain dynamics in 1,5 μ m multiple quantum well optical amplifiers », *Applied Physics Letters*, Vol 58 (2), 1991
- ¹³⁹ G.P.Agrawal, « Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers », *Journal of Quantum Electronics.*, Vol. 25, pp 2297-2306, 1989
- ¹⁴⁰ T. Saitoh, T. Mukai, « Gain saturation characteristics of travelling-wave semiconductor laser amplifiers in optical pulse amplification », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26 (2), 1990
- ¹⁴¹ E. Wintner, E. P. Ippen, « Nonlinear dynamics in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ compounds », *Applied Physics Letters*, Vol. 44 (10), 1984
- ¹⁴² R. Hinohara, K. Nishimura, M. Tsurasawa, M. Usami, « Experimental analysis of cross-phase and cross-gain modulation in SOA-injecting CW assist light », *Photonics Technology Letters*, Vol. 15 (9), 2003

-
- ¹⁴³ M. Tsurusawa, M. Usami, Y. Matsushima, « New methode for reduction of carrier lifetime in semiconductor optical amlpifier using assist light », *10^{ème} Int. Conf. On Indium Phosphide and Related Materials* (Tsukuba – Japon), TuP-47, 1998
- ¹⁴⁴ F. Ginovart, J.C. Simon, I. Valiente, « Gain recovery in semiconductor optical amplifier », *Optics Communications*, Vol. 199, pp. 111-115, 2001
- ¹⁴⁵ N.A. Olsson, « Lightwave systems with optical amplifiers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7 (7), 1989
- ¹⁴⁶ M. Joindot, I. Joindot et douze co-auteurs, « Télécommunications par fibre optique », collection technique et scientifique des télécommunications (CENT-ENST) – ed. Dunod, 1996
- ¹⁴⁷ K. Petermann, « Calculated emission factor for double-heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE 15 (7), 1979
- ¹⁴⁸ C.H. Henry, « Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers » *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-4 (3), 1986
- ¹⁴⁹ K. Obermann, I. Kolchanov, K. Petermann, S. Diez, R. Ludwig and H. Weber, « Noise analysis of frequency converters utilising semiconductor-laser amlpifiers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33 (1), 1997
- ¹⁵⁰ J.C. Simon, P. Doussi re, L.Pophillat, « Gain and noise characteristics of a 1,5 m near-travelling-wave semiconductor laser amplifier », *Electronics Letters*, Vol. 25 (7), 1989
- ¹⁵¹ J.C. Simon, J.L Favenne  and J. Charil, « Comparison of noise characteristics of Fabry-Perot type and travelling-wave type semiconductor laser amplifier », *Electronics Letters*, Vol. 19 (8), 1983
- ¹⁵² G.P. Agrawal, N.K. Dutta, « Long-wavelength semiconductor lasers », Van Nostrand Reinhold Company, pp. 84-94, 1986
- ¹⁵³ I.D. Henning, M.J. Adams, J.V. Collins, « Performance prediction from a new optical amplifier model », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21 (6), 1985
- ¹⁵⁴ T. Saitoh, T. Mukai, « 1.5 m GaInAsP Travelling-wave semiconductor laser amplifier », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE 23 (6), 1987
- ¹⁵⁵ G.P. Agrawal, « Fiber-optic communication systems », *Wiley-interscience*, 3^{ me}  dition, Chap. 6, pp. 230-237, 2001
- ¹⁵⁶ G. Eisentsein, N. Tessler, U. Koren, J.M. Wiesenfeld and C.A. Burus, « Length dependence of the saturation characteristics in 1.5 m multiple quantum well optical amplifiers », *Photonics Technology Letters*, Vol. 2 (11), 1990
- ¹⁵⁷ T. Tamanuki, S. Nakawara, Y. Ueno, K. Tajima, S.Ae, K. Mori, H. Hatakeyama, T. Sasaki, « Dependence of nonlinear phase shift on cavity length of SOA for all-optical signal processing », *Proc. OFC, ThX4*, 2003
- ¹⁵⁸ M.G. Oberg, N.A. Olsson, « Wavelength dependence of noise figure of a travelling-wave GaInAsP / InP maser amplifier », *Electronics Letters*, Vol. 24 (2), 1988

-
- ¹⁵⁹ Y. Ye, X. Zheng, H. Zhang, X. Teng, K. Wu, X. Ma, Y. Guo, « Theoretical analysis of all-optical 2R regeneration in a SOA-based Mach-Zehnder interferometer », *Optics & Laser technologies*, N° 34, pp. 337-341, 2002
- ¹⁶⁰ M. Jinno, T. Matsumoto, « Ultrafast all-optical logic operations in nonlinear sagnac interferometer with two control beams », *Optic Letters* N°16, pp. 220-222, 1991
- ¹⁶¹ S. Bigo, « Traitement de signal tout-optique pour la transmission à très haut débit de solitons par fibre optique », *Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté*, ch. II, 1996
- ¹⁶² N. Chi, L. Xu, L. Oxenløwe, T. Tökle, P. Jeppesen, « 2R regenerator based on high nonlinear dispersion-imbalanced loop mirror », *Optics Communications*, N°206, pp.295-300, 2002
- ¹⁶³ J. Yu, X. Zheng, F. Liu, A. Buxens, P. Jeppesen, « Simultaneous realization wavelength conversion and signal regeneration using a nonlinear optical loop mirror », *Optics Communications*, N°175, pp.173-177, 2000
- ¹⁶⁴ M. Eiselt, W. Pieper, and H. G. Weber, « SLALOM : Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Mirror, *Journal of Lightwave Technology*, Vol.13, pp. 2099-2112, 1995
- ¹⁶⁵ L. Billès, I. Valiente, J.C. Simon, « Modelling of a semiconductor optical amplifier based nonlinear optical loop mirror for all-optical regeneration », *OAA conference*, 1995
- ¹⁶⁶ K. Vahala, L.C. Chiu, S. Margalit and A. Yariv, « On the linewidth enhancement factor α in semiconductor injection lasers », *Applied Physics Letters*, Vol. 42 (8), 1983
- ¹⁶⁷ G.P. Agrawal, G.H. Duan and P. Gallion, « Influence of refractive index nonlinearities on modulation and noise properties of semiconductor lasers », *Electronic Letters*, Vol. 28 (19), 1992
- ¹⁶⁸ Ch.H. Henry, « Theory of the linewidth of semiconductor lasers », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18 (2), 1982
- ¹⁶⁹ M. Meissner, M. Rösch, N. Korolkova, A. Sizmann, B. Schmauss, G. Leuchs, « Optimum splitting ratio for amplifier noise reduction by an asymmetric nonlinear optical loop mirror », *Proc. ECOC*, P3.8, 2002
- ¹⁷⁰ F. Zhang and P. Ye, « Theory and numerical analysis of higher order dispersion effects on ultra-high-speed nonlinear optical loop mirror demultiplexing », *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 30 (2), 2001
- ¹⁷¹ S. Boscolo, S.K. Turitsyn, K.J. Blow, « All-optical passive 2R regeneration for N x 40 Gbit/s WDM transmission using NOLM and novel filtering technique », *Optics Communications*, Vol 217, pp.227-232, 2003

Chapitre 4

Caractérisations expérimentales et
validation système des fonctions
optiques proposées pour la régénération

Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats expérimentaux obtenus lors de la thèse. Les grands principes de la régénération à base de fonctions optiques utilisant des amplificateurs optiques à semi-conducteurs ont été bien définis. Le rôle crucial des SOA dans la réalisation de fonctions optiques de régénération a lui aussi été argumenté, notamment leur rôle dans la transmission non-linéaire du bruit. Nous avons essayé de les intégrer dans des fonctions plus complexes afin d'améliorer leur comportement dans un contexte de télécommunications optiques à très haut débit.

- Le Double-Etage de SOA possède une caractéristique non-linéaire avec un bon contraste (taux d'extinction de sortie >15 dB).
- Le NOLM avec SOA propose une régénération basée sur une amélioration du bruit, une forte non-linéarité (propre aux interféromètres non-linéaires) et un bon contraste (>10 dB).

Nous allons dans ce chapitre étudier ces régénérateurs basés sur le principe de la conversion de longueur d'onde en nous appuyant sur les résultats obtenus avec l'outil de simulation. La conversion de longueur d'onde nécessite une deuxième conversion des données sur la porteuse initiale afin d'étudier les effets de régénération en ligne. Dans ces conditions, il a fallu cascader deux régénérateurs pour éviter la modification de fréquence porteuse et pour revenir à la polarité d'entrée (les dispositifs de conversion de longueur d'onde choisis inversent aussi la polarité des données).

Il faut alors caractériser le mieux possible les qualités de chacun des deux types de régénérateurs optimisés (NOLM et DE-SOA) pour permettre une régénération optimale. La cascade de deux régénérateurs, convertisseurs en longueur d'onde différents¹⁷², suppose une étude préalable conséquente pour avoir la meilleure configuration.

Afin de montrer qu'une régénération avec ces dispositifs est possible, nous allons étudier en boucle à recirculation, la meilleure configuration retenue. Ce test est le seul dispositif expérimental permettant de simuler les longues distances de propagation ou les multiples passages dans le dispositif optique à tester.

Nous présenterons enfin les résultats, les perspectives de la régénération avec ce type de régénérateur et surtout les problèmes non résolus que nous avons mis en évidence pour que cette étude se poursuive sur des bases solides.

1 Caractérisation expérimentale des fonctions optiques à base de SOA étudiées au laboratoire

Dans cette partie, nous allons caractériser individuellement les fonctions optiques à base de SOA considérées, pour la régénération du signal.

Leur fonctionnement étant basé sur les propriétés régénératives de l'amplificateur optique à semi-conducteurs^{173,174,175}, dans un premier temps nous allons caractériser le SOA pour la régénération dans les systèmes de télécommunications optiques.

Ensuite, nous passerons à la caractérisation des fonctions optiques régénératives étudiées au laboratoire. Nous étudierons le comportement du NOLM ainsi que celui du DE-SOA en présence d'un signal fortement dégradé en entrée. Nous caractériserons leur influence sur le récepteur opto-électronique de données pour enfin établir un bilan des performances de chacun d'eux.

En ce qui concerne l'estimation de l'erreur sur les mesures réalisées, on peut sans problème considérer deux cas de figures.

- S'il s'agit d'une mesure directe, l'incertitude va correspondre à la résolution de l'appareil (que nous tenterons d'indiquer autant que possible).
- S'il s'agit de mesures multiples, les barres d'erreurs correspondent à l'écart type calculé pour la somme des mesures. En l'absence de barre d'erreur, nous indiquerons dans le commentaire l'incertitude globale pour laquelle nous estimons notre mesure comme vraie.

Nous avons beaucoup utilisé le format NRZ pour la caractérisation des fonctions optiques en environnement système. D'une part, ce format est standard à 10 Gbit/s, il permet en configuration 2R (sonde continue) de conserver le même type de format en sortie des SOA. Nous pouvons noter que le format RZ sera utilisé naturellement avec la configuration 3R (sonde impulsionnelle), plus compliquée à mettre en œuvre.

1.1 Le SOA

Nous nous appuyerons pleinement dans cette partie, sur les considérations de physique des semi-conducteurs présentées dans le chapitre précédent. Il est important de considérer le SOA comme un composant optique amplificateur pour les télécommunications en effectuant une caractérisation statique^{176,177}. Mais il est aussi fondamental pour nos applications de tenir compte de la dynamique de gain du SOA, régie par la dynamique des porteurs de charge dans sa zone active¹⁷⁸.

Nous avons au laboratoire plusieurs SOA supposés identiques car de même provenance (Alcatel / Opto+). Notre étude se restreint à un seul SOA, sachant que tous ceux que nous avons possèdent les mêmes caractéristiques. Le SOA possède le numéro 9686 B111 248.

1.1.1 Etude statique

Nous avons tout d'abord regardé la sensibilité du gain à la polarisation. Nous sommes en configuration d'amplification d'une sonde continue. La sonde est injectée dans le SOA via un polariseur tournant dont nous faisons varier l'angle de rotation, précédé d'un contrôleur de polarisation (boucles de Lefèvre) qui va permettre d'optimiser la polarisation dans le polariseur. Nous mesurons la puissance de sortie à l'aide d'un puissance-mètre (sensibilité de l'ordre de -40 dBm). Le résultat est présenté sur la Figure 85.

Nous n'avons pas fait de mesure de biréfringence des SOA en régime de gain à petit signal. La littérature semble ne pas faire état de limitations dues à la dispersion modale de polarisation (PMD). L'anisotropie dans les SOA est due à la modulation de la phase et c'est une caractéristique fondamentale pour les applications de traitement tout-optique du signal^{179,180}.

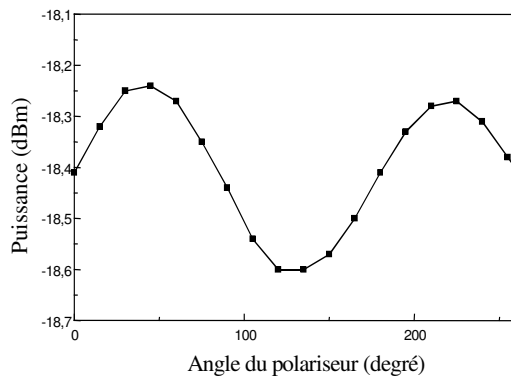


Figure 85 : Gain dépendant de la polarisation du SOA (traduisant la PDL du SOA)

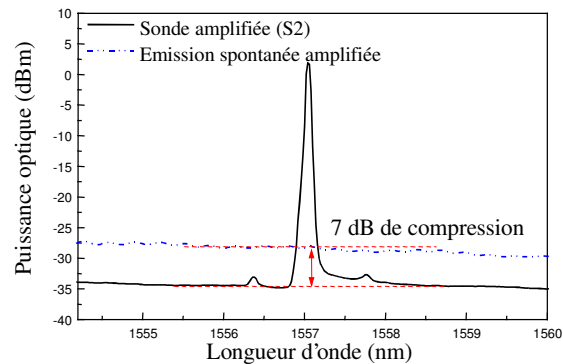


Figure 86 : Méthode de mesure de la compression statique du gain du SOA à l'Analyseur de spectre optique

Ensuite, toujours en configuration d'injection de sonde uniquement, nous avons fait varier la puissance de sonde en entrée pour mesurer le gain statique à l'aide d'un analyseur de spectre optique de résolution $0,1$ nm. La Figure 86 présente le principe de mesure. Les « pics » autour de la sonde, visibles sur la Figure 86 correspondent aux modes secondaires de la source lasers $S1$ dont la caractéristique est donnée dans l'annexe 1.

La puissance moyenne de l'émission spontanée amplifiée du SOA sans la sonde en entrée est de -27 dBm environ. Lorsque l'on injecte la sonde, la puissance d'émission spontanée amplifiée diminue de 7 dB sur la figure de principe.

Les résultats de la mesure de compression du gain et l'émission spontanée amplifiée (ESA) pour deux sondes $S1$ et $S2$ de longueurs d'onde proches sont présentés sur la Figure 87. Les valeurs mesurées incluent les pertes dans le dispositif d'injection dans le SOA. Le gain mesuré est appelé gain « fibre à fibre ».

Les deux sondes S_1 et S_2 correspondent aux sources que nous allons utiliser plus tard pour les manipulations en configuration pompe / sonde. S_1 est la source présentée en annexe, sa longueur d'onde est de 1554 nm. S_2 est un laser de même génération pouvant être modulé à 10 GHz, quasiment identique à S_1 mais émettant à 1557 nm.

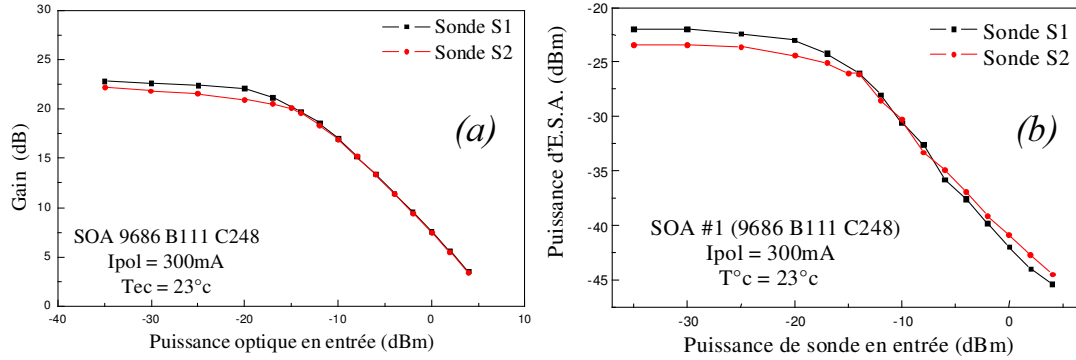


Figure 87 : Compression statique du gain et de l'ESA du SOA pour S_1 et S_2

Les résultats nous montrent d'une part que la compression du gain est transparente à la longueur d'onde¹⁸¹ pour nos deux sondes ($\Delta\lambda = 3\text{ nm}$) et d'autre part vérifie le résultat déjà présenté : plus la sonde est puissante et plus la puissance d'émission spontanée en sortie du SOA est faible (Figure 87(b)).

Nous nous sommes placés ensuite en configuration pompe / sonde afin de comparer la compression statique du gain du SOA pour l'une ou l'autre des sondes. Nous pouvons signaler que la source S_1 (présentée dans l'annexe 1) est une source de type DFB qui émet à 1554 nm à $22,5^\circ\text{C}$. S_2 est une source identique émettant à 1557 nm à 25°C . Elles peuvent être utilisées en continu (courant de polarisation constant) mais aussi en modulation interne. Elles possèdent une fréquence de relaxation laser compatible avec une modulation du courant à 10 GHz.

Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 88. Il a été aussi utilisé pour la caractérisation des SOA avec une sonde unique. Les mesures de puissance avant le SOA ont été réalisées avec l'analyseur de spectre optique (OSA de résolution spectrale 0,1 nm). Les puissances après le SOA ont été mesurées après filtrage de la puissance de sonde (à partir de laquelle on peut déterminer la valeur du gain) avec un puissance-mètre.

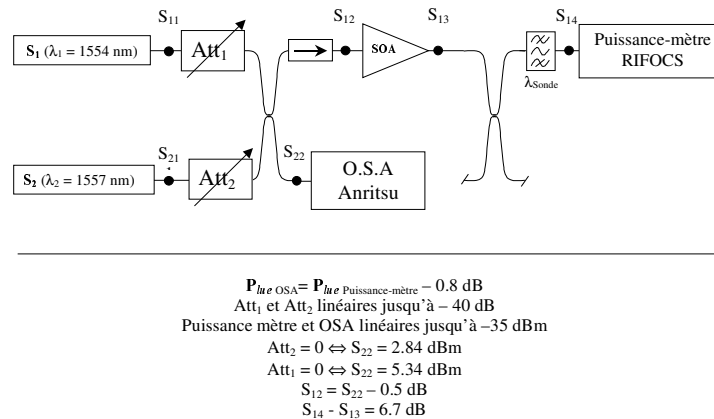


Figure 88 : Dispositif expérimental de la caractérisation pompe / sonde dans les SOA

Les résultats de la caractérisation pompe sonde sont présentés sur la Figure 90. Nous avons pris comme sonde S_2 avec une puissance fixe et comme pompe S_1 avec une puissance variable. Les résultats pour la configuration inverse (S_1 pour la sonde et S_2 pour la pompe) sont sensiblement identiques. Le gain n'étant pas sensible à la longueur d'onde pour des écarts aussi faibles.

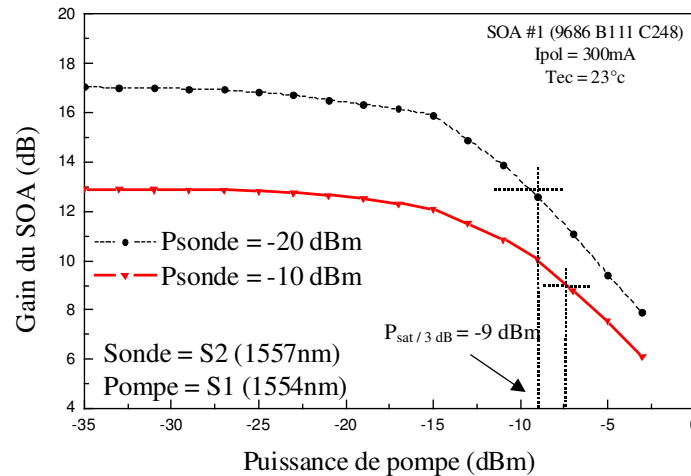


Figure 89 : Compression du gain du SOA en configuration pompe / sonde

Ils montrent nettement une compression du gain plus faible en régime pompe / sonde qu'en régime de sonde simple (Figure 87). Cette différence est due à la présence de la sonde qui va diminuer la densité de porteurs dans le SOA et par conséquent la valeur du gain petit-signal.

La valeur de la puissance d'émission spontanée amplifiée en régime de gain petit signal, pour un courant de 300 mA est de -30 dBm dans 0,1 nm. Comme en régime de sonde unique dans le SOA, la puissance d'émission spontanée va diminuer si l'on augmente la puissance de pompe, ce qui correspond à une compression du gain ou une diminution de la densité de porteurs dans la zone active du SOA.

Nous passons maintenant à l'étude du SOA en configuration pompe / sonde en régime de pompe dynamique, configuration pour laquelle nous allons faire fonctionner les régénérateurs.

1.1.2 Etude dynamique

La mesure dynamique de la compression du gain du SOA permet d'évaluer le potentiel du SOA en terme de taux d'extinction en sortie. Nous rappelons que le taux de compression en décibel est égal au taux d'extinction en décibel (au signe près) à condition que le « zéro optique » soit nul.

Le « zéro optique » correspond à la contribution du bruit d'émission spontanée amplifiée des amplificateurs optiques sur le photocourant. Expérimentalement, il suffit de décaler le filtre optique devant le détecteur pour qu'il ne laisse plus passer le signal, mais seulement l'émission spontanée. Ainsi nous pouvons calibrer l'appareil de mesure (oscilloscope rapide à échantillonnage pour mesurer des signaux de résolution temporelle inférieure à la centaine de picosecondes).

a) Compression dynamique en configuration pompe / sonde

Nous avons utilisé une horloge optique à 10 GHz délivrant des impulsions de 25 ps (S_1). Nous avons injecté, en plus de S_1 , une sonde continue S_2 dans le SOA. Pour chaque valeur de sonde, nous avons fait varier la puissance de la pompe afin de compresser le gain au passage des impulsions saturantes (horloge). Nous avons ensuite changé la puissance de sonde et réitéré l'opération. Cette expérience basique permet de bien caractériser le SOA en fonctionnement dynamique. Les résultats sont présentés sur la Figure 90.

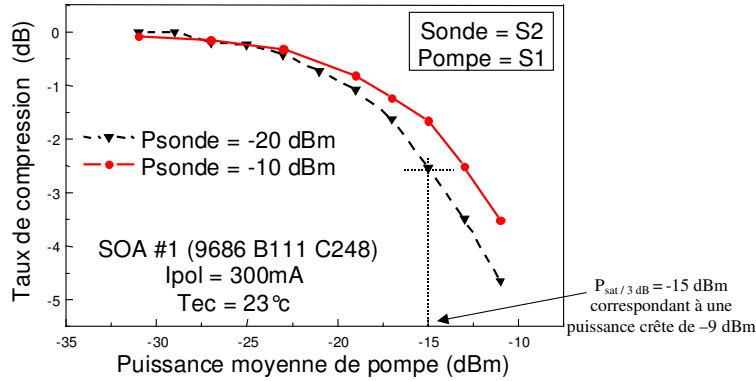


Figure 90 : Caractérisation pompe / sonde dynamique du SOA

Nous savons que le gain du SOA répond presque instantanément à l'arrivée d'une impulsion saturante. La compression est donc sensible à la puissance crête des impulsions. La pompe est une horloge possédant un taux de remplissage optique de 25%. Cette valeur est déterminée par le rapport entre la largeur de l'impulsion et le temps qui sépare deux impulsions successives (un train d'horloge à 10 GHz correspond à une impulsions tous les 100 ps). L'impulsion étant mesurée à mi-hauteur pour 25 ps, on définit le taux de remplissage optique :

$$\tau_r = \frac{\Delta t_{FWHM}}{T_h} \quad (4.1)$$

Δt_{FWHM} étant la largeur « full width at half maximum », pleine largeur de l'impulsion mesurée à mi-hauteur. T_h étant le taux de répétition de l'horloge. Il devient possible d'obtenir la puissance crête de l'impulsion.

$$P_{crête} = \frac{P_{moyenne}}{\tau_r} \quad (4.2)$$

La puissance crête est donc 4 fois plus importante que la puissance moyenne lue par le puissance-mètre (détecteur lent par rapport au débit considéré). Cette précision faite, nous pouvons comparer : compression statique et compression dynamique du gain du SOA.

Si les taux de compression sont équivalents, nous pouvons valider l'hypothèse faite sur la correspondance exacte entre ces deux valeurs.

Nous retrouvons une compression de 3 dB du gain pour une puissance moyenne de -15 dBm environ et une puissance crête de -9 dBm environ (une multiplication par 4 correspond à ajouter 6 en échelle logarithmique). Ce résultat expérimental montre que pour le format de modulation utilisé dans nos expériences, nous pouvons déduire le taux de compression dynamique du gain du SOA à partir de la compression statique (du moins jusqu'à 3 dB de compression du gain). Cette observation va bien dans le sens des hypothèses prises pour la

simulation, à savoir que la dynamique de recombinaison du gain dans les SOA n'est pas pénalisante pour des taux de compressions de l'ordre de 3 dB. Il est donc possible de déduire le taux de compression dynamique, du taux de compression statique pour les formats de modulation à 10 Gbit/s, avec les SOA dont nous disposons au laboratoire.

Pour des taux de compression plus importants, le temps de recombinaison des porteurs de charge va limiter le retour du gain à sa valeur initiale (phénomène de « patterning »).

Nous avons déjà introduit cette notion dans le chapitre précédent. Nous pouvons dire que le temps de recombinaison effectif des porteurs de charge dans le SOA dépend de la puissance optique injectée. Il est donc évident que plus la puissance optique est grande et plus le temps de recombinaison est rapide mais ce temps effectif va croître au fur et à mesure de la recombinaison.

Nous n'avons pas étudié en détail cet aspect temporel sachant que les SOA dont nous disposons peuvent fonctionner à 10 Gbit/s sans « patterning » significatif. Ce phénomène est bien connu dans les fonctions optiques à base de SOA fonctionnant à très haut débit. Il induit un élargissement du niveau des « 1 » du signal passant dans un SOA si le temps de recombinaison des porteurs de charge n'est pas suffisamment rapide¹⁸². L'utilisation d'une sonde de maintien (déjà vu dans le chapitre 3), mais aussi des techniques de filtrage des données avant la réception du signal¹⁸³ permettent de s'affranchir de cet effet.

b) Mise en évidence et mesure de l'élargissement dynamique (ESD) à la modulation du gain

Ce paramètre est fondamental dans tout système de communication puisqu'il est à l'origine de l'élargissement spectral du signal. Si on se reporte à son origine (couplage phase / amplitude dans les SOA) on sait que plus la compression du gain est importante et plus le déphasage instantané est important. Il en résulte que plus on module le gain du SOA et donc plus on améliore le taux d'extinction en sortie du SOA (le spectre de la sonde est élargi).

Pour introduire expérimentalement cette notion, nous avons observé avec un analyseur de chirp le comportement de la phase optique du champ qui subit la compression du gain. La Figure 91 correspond au résultat de la mesure de la phase instantanée de la sonde au passage dans le SOA dont le gain a été compressé optiquement (pompe de 4 ps de largeur temporelle).

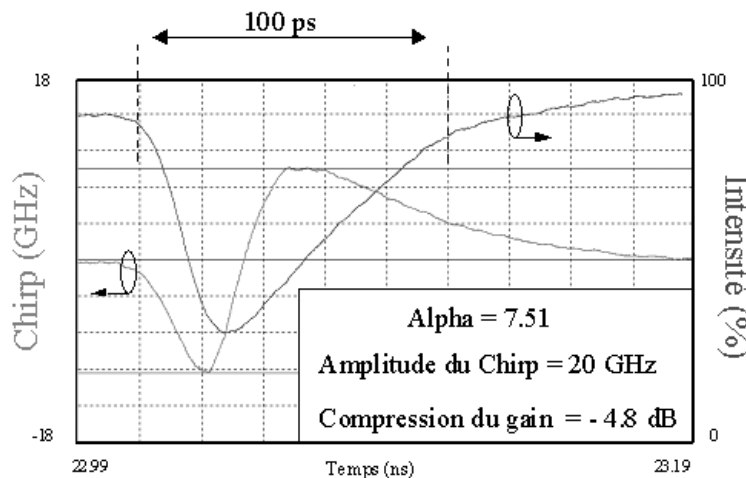


Figure 91 : Mesure du chirp introduit par la compression du gain du SOA sur la sonde

L'analyseur de chirp est le Q7606B d'ADVANTEST. La sonde a une puissance de -20 dBm et la pompe est une impulsion de 4 ps à 500 MHz de taux de répétition (puissance moyenne de -34 dBm). Nous pouvons remarquer que le chirp va correspondre à la dérivé du gain dans le SOA.

Nous remarquons aussi que pour un taux de compression du gain de 5 dB, le temps de recombinaison du gain est supérieur à 100 ps. Ce problème va se traduire dans une transmission à 10 Gbit/s par un effet de « patterning » qui aura pour conséquence de « fermer » le diagramme de l'œil.

Dans les expériences qui vont suivre, nous voulons minimiser cet effet, c'est à dire que nous allons faire en sorte que le temps de récupération du gain soit le plus faible possible.

Sur la Figure 92, nous avons fait évoluer le taux de compression du gain et nous avons mesuré l'amplitude du chirp sur la sonde.

Nous voyons sur cette courbe qu'à partir d'une certaine compression on va augmenter l'amplitude du chirp. Nous supposons que l'élargissement commence déjà pour une compression inférieure à 3,5 dB mais elle n'a pas été mesurée. La sonde utilisée est une Tunics de Photonetics, de largeur spectrale inférieure à 1 MHz.

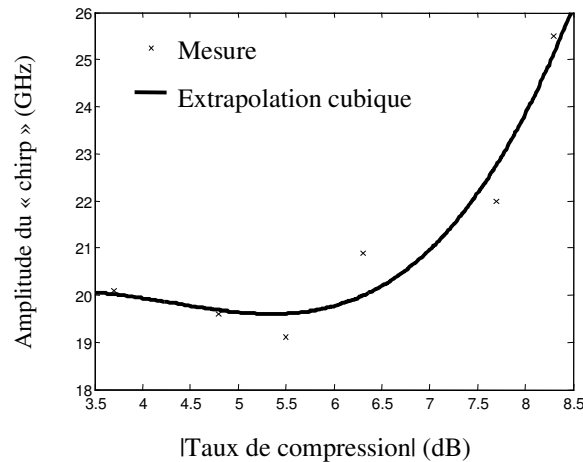


Figure 92 : Chirp en fonction du taux de compression du gain dans le SOA

Nous voyons aussi que cet élargissement spectral rend difficilement compatible l'utilisation de SOA en régime de modulation du gain, avec des systèmes de télécommunications WDM denses.

Cette courbe nous indique aussi qu'il n'y a pas un rapport de proportionnalité entre phase et gain comme nous l'avons suggéré précédemment. Cette expression n'étant pas fondamentale dans nos simulations, elle ne remet pas en cause les résultats obtenus par la simulation.

Cette caractérisation faite, nous allons décrire en détail le dispositif expérimental mis en œuvre pour caractériser les fonctions optiques régénératrices.

1.2 La ligne de transmission du laboratoire

Nous avons mis en place au laboratoire une ligne de transmission à 10 Gbit/s permettant la caractérisation des fonctions optiques pour la régénération. Cet environnement expérimental doit simuler un système de transmission point à point sur fibre optique. Il permet l'étude des différents formats de modulation d'amplitude à 10 Gbit/s correspondant au signal de pompe, lorsque nous parlons d'une porte optique non-linéaire. Il permet aussi de mesurer les pénalités introduites sur le récepteur en présence de la fonction optique. Dans cette partie, nous allons présenter la ligne de transmission expérimentale en précisant les formats de transmission, leurs atouts et inconvénients pour la régénération. Ensuite nous caractériserons le récepteur utilisé, puis nous présenterons le dispositif expérimental qui nous a servi à étudier le comportement au bruit optique des fonctions régénératrices.

1.2.1 Les formats de modulation à 10 Gbit/s

a) Le format NRZ

Tout d'abord, signalons que le format de modulation standard à ce débit est la modulation NRZ. Elle est obtenue en modulant en amplitude une source laser à cavité externe (Tunics BT) à maintien de polarisation. Le modulateur électro-optique utilisé est un modulateur de type Mach-Zehnder LiNbO_2 possédant deux électrodes (minimisation du chirp à la modulation) reliées au générateur de séquences NRZ pseudo-aléatoires à 10 Gbit/s.

La caractéristique du modulateur SUMITOMO de bande passante 20 GHz est présentée sur la Figure 93.

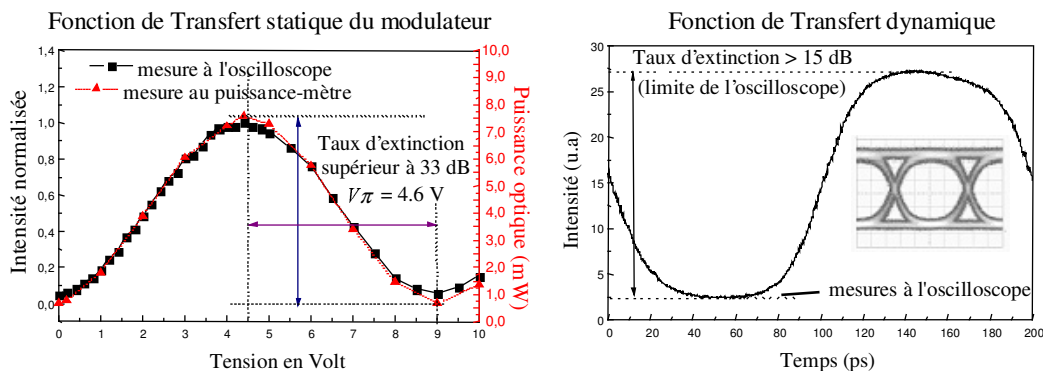


Figure 93 : Caractérisation du modulateur électro-optique

Le taux d'extinction du modulateur statique est obtenu en faisant varier la tension continue sur le modulateur (courant de « bias »), il est supérieur à 33 dB.

Le taux d'extinction dynamique est obtenu en modulant le courant du modulateur à 10 Gbit/s, il est mesuré à 15 dB à l'oscilloscope (il devient difficile de mesurer un taux d'extinction supérieur de cette valeur avec ce type d'appareil).

Soit la bande passante du modulateur n'est pas assez élevée pour réaliser une extinction de 33 dB, ou soit l'oscilloscope ne peut pas mesurer des taux d'extinction supérieurs à 15 dB. Cette incertitude n'aura pas d'incidence sur nos résultats.

Nous considérerons alors dans nos expériences que le taux d'extinction du modulateur est supérieur à 15 dB.

Nous observons sur la figure le diagramme de l'œil NRZ caractéristique obtenu avec ce modulateur.

b) Le format RZ

Ce format est privilégié dans l'étude des non-linéarités de propagation dans les fibres optiques (puissance crête plus importante que pour le NRZ). Il est aussi le format utilisé pour les transmissions à très haut débit obtenues par multiplexage temporel (OTDM). La méthode la plus simple pour obtenir ce format est de faire passer des impulsions optiques (horloge optique au taux de répétition correspondant au débit des données) dans le modulateur. Une ligne à retard entre les données électriques et l'horloge optique va permettre d'optimiser le taux d'extinction du signal RZ en sortie en synchronisant la modulation sur l'horloge optique. Le problème de ce type de format est sa largeur spectrale. La transformation de Fourier impose une limite temps / fréquence telle que plus l'impulsion est courte et plus son spectre est large. Pour des transmissions compatibles avec les normes ITU (100 GHz d'espacement entre canaux WDM), des signaux de largeur spectrale n'excédant pas la vingtaine de GHz sont nécessaires.

Nous avons obtenu au laboratoire un format RZ original d'une largeur spectrale de 20 GHz à -20 dB (deux raies de modulations à 10 GHz) et des impulsions de 60 ps. Ces résultats sont présentés sur la

Figure 94 (a) et (b).

Ce format de modulation est obtenu en générant des impulsions électriques de largeur 50 ps qui vont attaquer un premier modulateur pour obtenir une horloge optique. Cette horloge optique va ensuite être modulée à 10 Gbit/s pour obtenir notre signal RZ. Le signal de sortie est faiblement chirpé (généralisé uniquement par les modulateurs électro-optiques). Le taux de remplissage optique est à peu près deux fois plus faible et permet d'obtenir des puissances crête deux fois plus importantes. On remarque une déformation de l'œil (dissymétrie) due à un mauvais réglage électrique (multiplexeur électrique 1 vers 2 dont on a supprimé une entrée). La largeur temporelle du format RZ est de 60 ps à mi-hauteur.

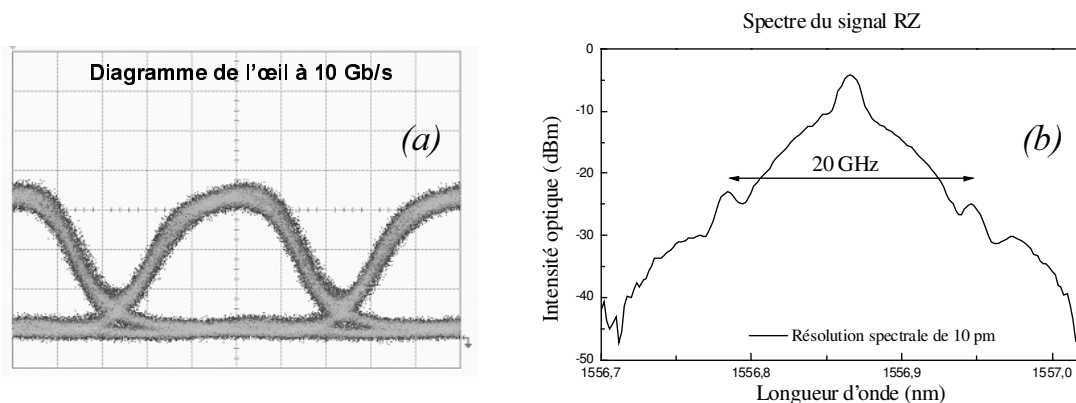


Figure 94 : Caractérisation du format de modulation RZ (60 ps)

1.2.2 Le « back to back »

Nous avons utilisé un générateur et un récepteur de séquences pseudo-aléatoires à 10 Gbit/s ADVANTEST D3186 et D3286. Le principe de ce dispositif est d'évaluer les dégradations du signal apportées par un composant optique inséré entre l'émission (Tx) et la réception (Rx).

Le schéma du « back to back » est présenté sur la Figure 95.

La transmission (Tx) est composée d'un générateur de séquences binaires électriques, pseudo-aléatoires (PRBS pour Pattern Random Bit Sequence). Le signal est constitué de séquences binaires connues d'une longueur variant de (2^7-1) à $(2^{31}-1)$ bits. Si l'émetteur et le récepteur connaissent le contenu des séquences il devient possible de compter les erreurs.

Le signal électrique PRBS va attaquer un modulateur électro-optique (niobate de lithium) qui va moduler la lumière de la source laser continue. Pour un signal NRZ, le taux de remplissage électrique sera de 1 et pour une modulation RZ, le taux de remplissage électrique sera de 1/2. Tous les composants optiques placés avant le modulateur seront des dispositifs à maintien de polarisation (ce dernier étant très sensible à la polarisation).

La lumière modulée va alors être amplifiée pour compenser les pertes du modulateur et sortir avec une puissance suffisante.

La réception (Rx) est composée d'un récepteur opto-électronique qui va transformer la puissance optique en photocourant. Le récepteur est spécifique à notre application, ses caractéristiques sont précisées dans la partie suivante. Le photocourant en sortie du récepteur porte les données détectées remises en forme. Une partie du signal est filtrée à la fréquence correspondant au débit du générateur afin de récupérer le rythme des données (sinusoïde synchrone avec les données) puis envoyée sur le détecteur d'erreurs. L'autre partie du signal est envoyée directement sur le détecteur d'erreur. Les données sont alors comparées à la séquence pseudo-aléatoire choisie à l'émission. Chaque erreur rencontrée est ajoutée au taux d'erreurs binaires (TEB). On a donc la définition suivante :

$$TEB = \frac{\text{Nombre de bits erronés}}{\text{Nombre de bit total détecté}} = \frac{\text{Nombre de bits erronés}}{D \times \text{Temps de mesure}} \quad (4.3)$$

« D » est le débit numérique (10 Gbit/s) et « Temps de mesure » est le temps de mesure pendant lequel on compte les erreurs.

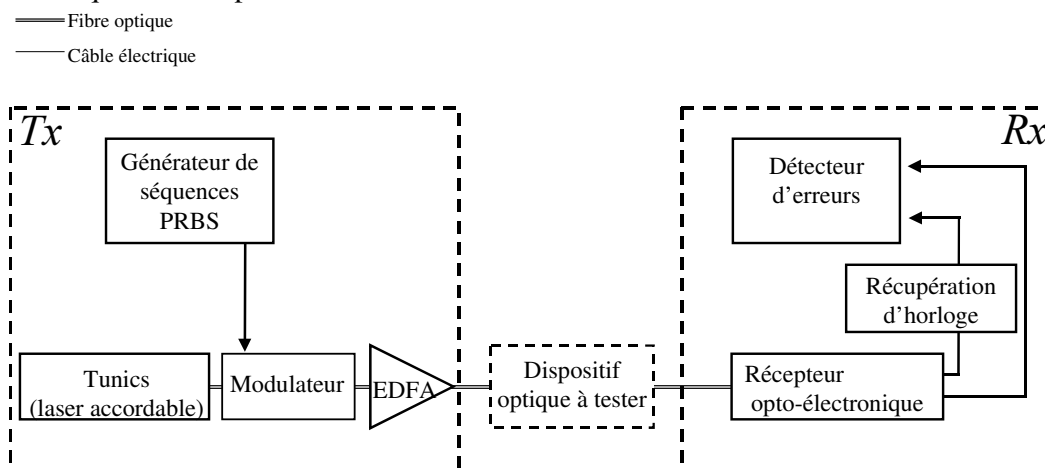


Figure 95 : Schéma de principe du « back to back » à 10 Gbit/s

Dans le cadre d'une statistique gaussienne du bruit optique détecté, on peut donner une définition¹⁸⁴ statistique du taux d'erreurs :

$$TEB = \frac{1}{2} \times \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{|m_1 - D|}{\sigma_1} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{|m_0 - D|}{\sigma_0} \right) \right\} \quad (4.4)$$

« *erfc* » est la fonction d'erreur complémentaire, m_1 est la valeur moyenne de la distribution statistique du bruit sur les « 1 » (m_0 pour les « 0 ») et σ_1 l'écart statistique par rapport à la valeur moyenne (σ_0 pour les « 0 »). D est le seuil de décision électrique.

Cette formule permet de relier le taux d'erreurs au facteur Q déjà défini. Elle n'est bien entendu plus valable si la distribution du bruit perd sa caractéristique gaussienne (c'est le cas lors de la transmission du bruit dans un dispositif non-linéaire).

Comme nous l'avons expliqué dans le premier chapitre, il est important d'insister sur le fait que cet outil n'est pas adapté à la régénération puisque incompatible avec l'approximation gaussienne du bruit optique. Nous savons qu'un bon facteur Q dans une transmission optique non-linéaire ne correspond pas nécessairement à un bon TEB .

Néanmoins, la mesure du facteur Q permet dans un premier temps de caractériser la qualité du signal en sortie de la fonction optique. Elle prend en compte la présence du bruit optique et le taux d'extinction du signal.

1.2.3 Le récepteur

Nous avons présenté la ligne de transmission sans préciser la composition du récepteur. Nous parlerons d'un récepteur complet dont la composition est donnée sur la Figure 96.

Les VOA sont des atténuateurs variables (Variable Optical Attenuator). Le premier est placé devant le récepteur pour faire varier la puissance du signal optique (P_S). La sensibilité du récepteur correspond à la puissance signal pour laquelle nous détectons un nombre d'erreurs précis (on prend souvent un TEB de référence égal à 1.10^{-9}).

Le récepteur proprement dit est constitué d'un préamplificateur optique (EDFA) qui va permettre d'avoir une puissance récepteur (P_R) constante sur la photodiode (de bande passante 15 GHz).

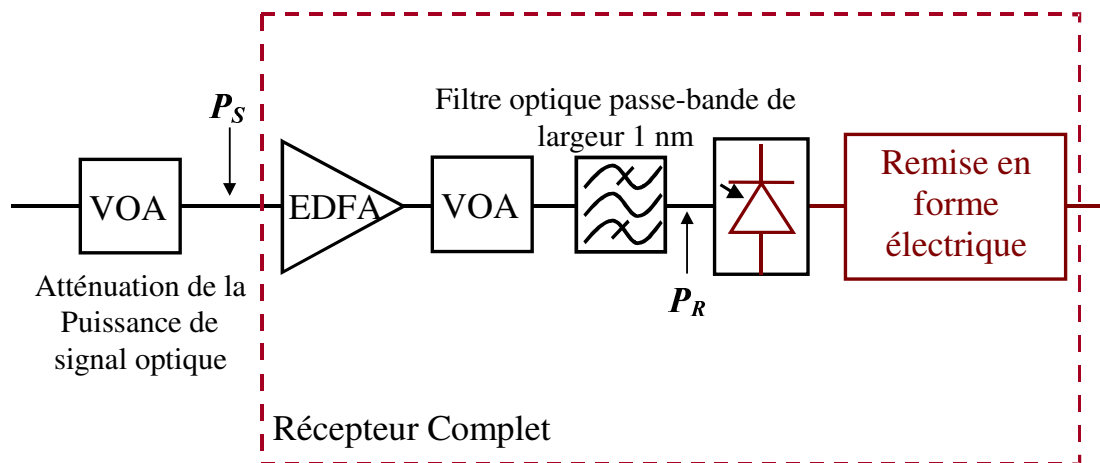


Figure 96 : Schéma de principe du récepteur opto-électronique

La puissance sur le récepteur doit être suffisante pour que l'on puisse négliger le bruit thermique de la photodiode (sensibilité au bruit thermique caractérisée à -18 dBm).

Le signal amplifié va être filtré (bande passante de 1 nm, c'est à dire 125 GHz) pour minimiser la puissance d'émission sur le récepteur.

Ce filtrage doit être supérieur à la bande passante du détecteur (10 GHz) pour que le bruit optique puisse toujours être considéré comme un bruit blanc et pouvoir lui attribuer une statistique gaussienne.

Le second atténuateur optique permet de conserver la puissance récepteur constante quand on fait varier la puissance signal.

Le récepteur est constitué enfin d'un dispositif à seuil électrique (bascule) permettant d'envoyer sur le détecteur d'erreurs un signal remis en forme (non bruité).

En ce qui concerne les composants optiques dits « linéaires », qui ne génèrent pas de nouvelles fréquences, le signal ne va pas être déformé. Dans ces conditions, nous pouvons mesurer la pénalité apportée sur le récepteur par ce composant.

Dans le cas des fonctions optiques à transmission non-linéaire, la déformation du signal va modifier la sensibilité du récepteur. Cette remarque est d'autant plus vraie pour les formats impulsionnels pour lesquels la puissance crête peut varier sensiblement sans que la puissance moyenne ne change. Pour les signaux RZ ou NRZ, une variation importante du taux d'extinction va pouvoir modifier la sensibilité du récepteur (dans un sens comme dans l'autre, d'où l'observation de pénalités « négatives » dans la littérature).

La mesure de la sensibilité intrinsèque du récepteur (sensibilité du récepteur pour un signal sans bruit en excès) permet donc de connaître la puissance optique nécessaire sur le récepteur pour que le signal (portant l'information) devienne prépondérant devant les bruits optiques (battements spontané / spontané, signal / spontané et RIN) et les interférences diverses.

Au dessus de cette puissance, on ne considère plus que le bruit de battement signal / spontané.

La caractérisation de la sensibilité intrinsèque du récepteur est présentée sur la Figure 97.

Le format du signal incident est NRZ, et sa longueur d'onde est 1554 nm (S_I). La sensibilité intrinsèque au récepteur a été mesurée pour un taux d'erreurs de $1,10^{-9}$ et vaut $-35,6$ dBm.

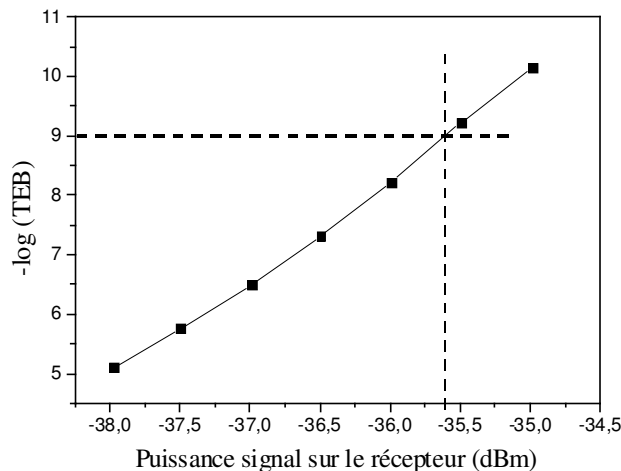


Figure 97 : Sensibilité intrinsèque du récepteur opto-électronique

1.2.4 Le dispositif expérimental de caractérisation du bruit

Nous avons étudié théoriquement le comportement des fonctions optiques (NOLM et DE-SOA) en présence du bruit d'émission spontané en excès sur le signal. Nous avons voulu confronter ces résultats à l'expérience et pour cela, nous avons mis en place un dispositif de simulation du bruit dans un environnement système. Nous rappelons qu'en régime linéaire de propagation, la principale dégradation est le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques à fibre dopée placés régulièrement le long des fibres optiques pour les télécommunications.

Ce dispositif est présenté sur la Figure 98. Il permet simplement d'ajouter au signal, une puissance de bruit optique générée par une source ASE (Amplified Spontaneous Emission). Cette source est constituée d'une fibre dopée erbium utilisable dans la bande C des télécommunications. On filtre en sortie de la source pour avoir un bruit blanc autour de la longueur d'onde du signal transmis (filtre passe bande de largeur 3 nm).

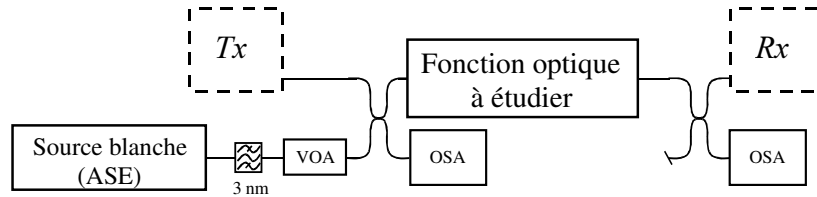


Figure 98 : Schéma du dispositif de caractérisation des fonctions optiques

Tx et Rx correspondent à l'émission et à la réception. Nous allons étudier le comportement de la fonction optique à la dégradation du rapport signal sur bruit optique, en terme d'OSNR et de taux d'erreurs.

Nous présentons brièvement la technique de mesure d'OSNR à l'analyseur de spectre optique (OSA). Nous avons utilisé un analyseur de spectre optique ANRITSU MS9710B de résolution 0,1 nm.

La Figure 99 décrit le principe de la mesure qui se déroule en deux temps. Une première mesure nous donne la somme de la puissance du signal et de la puissance du bruit, dans la bande spectrale donnée (1 nm), c'est la mesure 1.

La mesure 2 donne la puissance du bruit dans une bande spectrale identique.

Nous rappelons les relations :

$$OSNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} = \frac{S}{N}$$

$$1 + OSNR = \frac{S + N}{N} = \frac{N}{N} + \frac{S}{N}$$

$$10 \times \log(1 + OSNR) \cong 10 \times \log(OSNR) = OSNR_{dB}$$

L'approximation utilisée n'est justifiée que si $OSNR \gg 1$, c'est à dire que $OSNR_{dB}$ doit être supérieur ou égal à 13 dB.

Ces formules permettent de déduire l'OSNR en décibel pour une bande spectrale donnée (ici on a pris 1 nm).

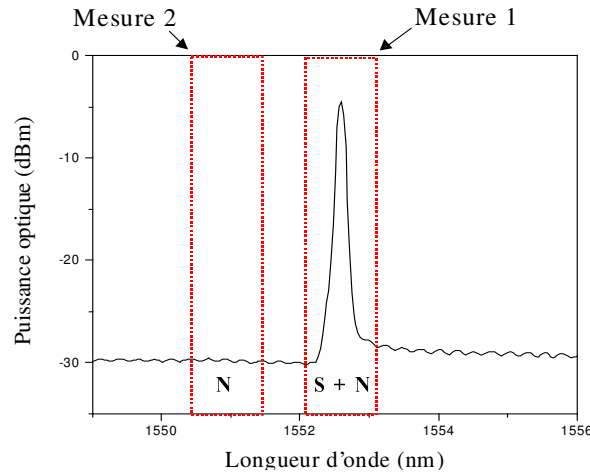


Figure 99 : Principe de mesure de l'OSNR à l'analyseur de spectre optique

Nous pouvons aussi nous ramener à un OSNR sur une autre bande spectrale. Si le signal possède une certaine largeur spectrale (à 3 dB), ici elle est inférieure ou égale à la résolution de l'appareil (0,1 nm), alors pour une bande plus grande d'intégration (1 nm), la puissance du signal reste identique alors que la puissance du bruit va être multipliée par 10 (ce qui correspond à une puissance en dBm de +10 dB).

Nous avons la relation suivante :

$$OSNR_{dB}(\text{sur } 1 \text{ nm}) = OSNR_{dB}(\text{sur } 0.1 \text{ nm}) + 10$$

La mesure de sensibilité du récepteur sera réalisée en faisant varier la puissance du signal devant le récepteur complet et en mesurant le nombre d'erreurs détectées correspondant.

1.3 Caractérisation du Double-Etage de SOA

Le principe du Double-Etage de SOA¹⁸⁵ est relativement simple puisqu'il consiste à réaliser une unique conversion de données (d'un signal de pompe portant les données sur un signal de sonde continu ou impulsionnel) dans deux SOA. Il suffit que les compressions du gain soient synchrones sur le rythme des données converties sur la sonde.

Expérimentalement, la réalisation d'un tel dispositif avec des composants fibrés impose de grandes longueurs de fibre (>10 m) provoquant une grande sensibilité aux paramètres extérieurs.

Ce dispositif possède une fonction de transfert théorique correspondant au carré de la fonction de transfert d'un seul SOA. Pour obtenir cette configuration, il faut utiliser des SOA identiques.

Les études concernant la cascabilité des SOA sont relativement peu nombreuses, mais nous pouvons d'ores et déjà indiquer que l'émission spontanée amplifiée sera un facteur limitatif

dans le Double-Etage de SOA¹⁸⁶, ainsi que la dépendance à la polarisation du signal en entrée (un SOA seul possède déjà une PDL de 0,5 dB).

Ce dispositif n'a pas pu être étudié en détail pendant la thèse mais néanmoins, nous essaierons de donner quelques indications de travail autour de cette fonction optique, prometteuse pour les opérations de régénération.

Tout d'abord nous présentons sur la Figure 100, le dispositif expérimental constituant le Double-Etage de SOA.

Les diagrammes de l'œil présentés correspondent à ceux obtenus dans la configuration optimale du Double-Etage de SOA en terme de qualité de signal de sortie (Facteur Q).

Les puissances P_S et P_P correspondent respectivement aux puissances moyennes de sonde et de pompe dans les SOA (mesurées avec un analyseur de spectre optique non représenté). Les puissances sont mesurées à l'entrée de chaque SOA (# 1 et # 2), avant les isolateurs optiques.

Les lignes à retard optique (VOA) sont placées de telle sorte qu'on puisse faire varier puissance de sonde et puissance de pompe indépendamment dans chaque SOA.

Les trajets # 1 et # 2 sont de longueurs identiques (avec une précision de l'ordre de la dizaine de picosecondes). En effet, la ligne à retard optique (LAR) située sur le trajet # 1 va venir corriger l'incertitude de mesure sur la longueur du trajet # 1. Ce montage peut se faire en mesurant le trajet # 2 (mesure de la longueur des « jarretières ») et en venant souder ou bien couper la différence de longueur sur le trajet # 2. Une incertitude de 1 cm sur la longueur d'un des trajets correspond à 50 ps. Les lignes à retard optiques dont nous disposons ont une plage de réglage de 200 à 300 ps selon les modèles.

Commande / données

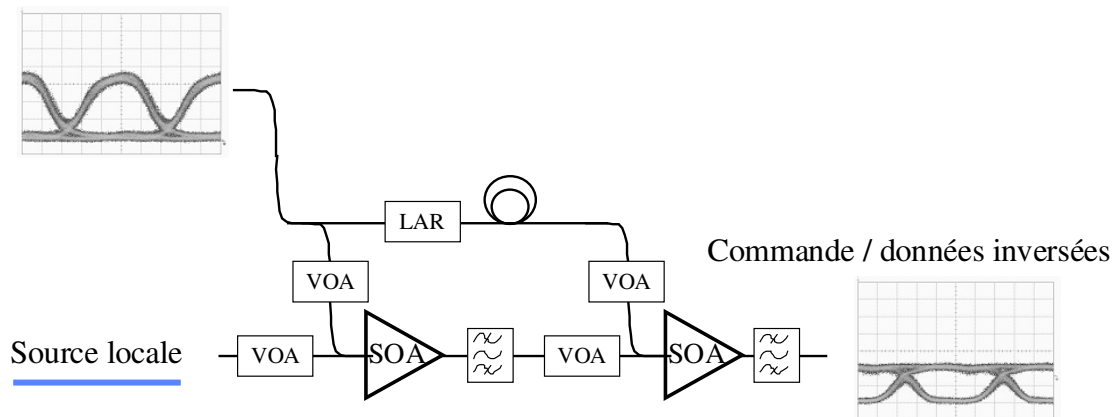


Figure 100 : Dispositif expérimental du DE-SOA

Les filtres optiques sont des filtres passe-bande qui vont venir filtrer la sonde après les SOA. Leur bande passante est de 1 nm pour séparer correctement la pompe de la sonde ($\Delta\lambda = 3$ nm), et limiter l'accumulation de bruit dans les SOA.

Enfin, si nous nous intéressons aux résultats des performances qualitatives d'un tel dispositif, nous pouvons observer sur le diagramme de l'œil en sortie du Double-Etage que les données sont inversées avec un niveau de bruit sur les « 0 » de pompe très bas. Cette caractéristique est propre aux dispositifs convertisseurs de longueur d'onde à base de SOA, possédant deux non-linéarités sur leur fonction de transfert (nous pourrions nous reporter au chapitre 3, concernant la simulation du NOLM et du DE-SOA).

Alors, nous pouvons obtenir en sortie de cette fonction optique, un niveau de « 0 » très faible (pas de transmission du bruit des « 1 » de pompe).

Dans cette partie, nous avons caractérisé le Double-Etage de SOA, en configuration système, pour le format NRZ.

Les résultats relatifs au format RZ sont présentés dans la partie concernant la cascade de convertisseurs en longueur d'onde (optimisation de la configuration pour la boucle à recirculation).

1.3.1 Le Double-Etage en configuration 2R

Pour cette configuration on a une sonde continue et une pompe portant les données au format NRZ. Les réglages du double étage sont réalisés en réglant le premier SOA puis le second successivement.

Pour le premier SOA, on règle les puissances de sonde et de pompe pour que les « 0 » de pompe ne compressent pas le gain. La puissance de sonde ($P_S \# 1$) est de -10 dBm environ pour avoir une puissance de saturation du gain relativement basse. Ainsi, on règle une puissance de pompe ($P_P \# 1$) à -13 dBm.

Pour le second SOA, les « 1 » de pompe compressent fortement le gain. La puissance de sonde est diminuée et la puissance de pompe augmentée ($P_S \# 2 = -15$ dBm et $P_P \# 2 = -5$ dBm). Les puissances mesurées ne tiennent pas compte des pertes du dispositif de mesure (identique pour toutes les mesures). Avec ces valeurs, le SOA # 1 va réduire le bruit sur les « 0 » de pompe et le SOA # 2 va réduire le bruit sur les « 1 » de pompe (double non-linéarité de la fonction de transfert du DE-SOA).

Nous pouvons remarquer que les valeurs de puissance mesurées ne correspondent pas aux puissances réellement injectées dans le SOA. Il faut tenir compte des pertes du montage en espace libre permettant l'injection de la lumière dans les puces.

1.3.2 Réglages du Double-Etage de SOA

Il est réalisé en deux parties. Pour cela, on place le double étage dans le dispositif expérimental décrit sur la Figure 95. Nous plaçons une photodiode rapide (de type U2t et de bande passante optique 45 GHz) devant l'oscilloscope à échantillonnage rapide (AGILENT Infinium 86100A de bande passante électrique 50 GHz) pour pouvoir observer le diagramme de l'œil du signal de sortie pendant les réglages.

La sonde est continue, nous sommes en fonctionnement 2R.

Dans un premier temps, les puissances dans le premier SOA sont ajustées pour minimiser le bruit sur les « 1 » en sortie. Ensuite les puissances optiques sont ajustées dans le second SOA pour augmenter le taux d'extinction du signal de sortie tout en réduisant le bruit sur les « 0 » du signal de sortie. Tous ces réglages se font en réglant à chaque fois la ligne à retard sur le trajet #1 pour éviter d'avoir un signal « doublé » en sortie du double étage (i.e. des compressions de gain non synchrones sur la sonde).

Nous pouvons alors estimer la qualité du signal de sortie avec le diagramme de l'œil (mesure du taux d'extinction ou bien du facteur Q).

La Figure 101 (a) présente un résultat obtenu expérimentalement pour la configuration NRZ en fonctionnement 2R avec l'optimisation par le diagramme de l'œil. Nous remarquons qu'avec cette technique nous avons un bon taux d'extinction de sortie et un format NRZ.

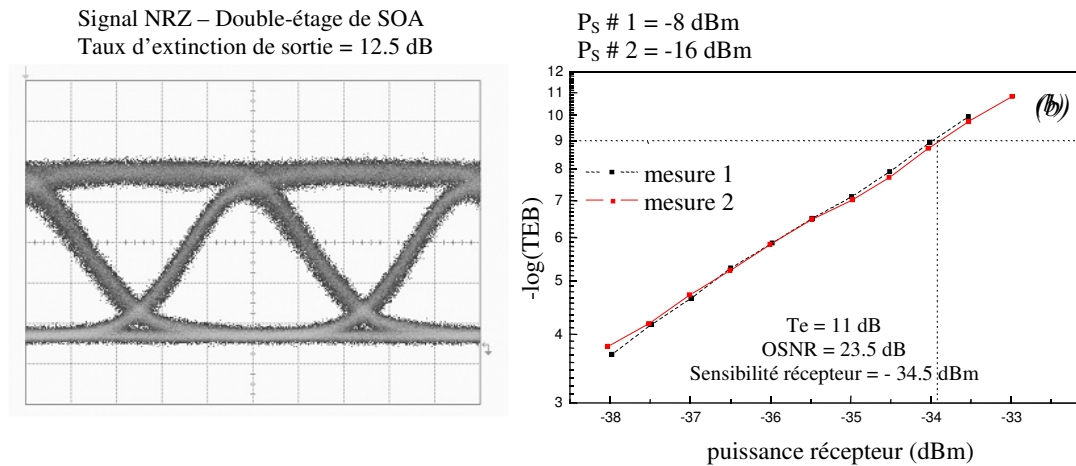


Figure 101 : Réglage du Double-Etage de SOA

Ensuite nous reprenons les réglages en les affinant au taux d'erreurs. Le paramètre important est l'optimisation de la ligne à retard optique. nous mesurons la sensibilité du récepteur en présence du double étage de SOA. Les réglages de puissance sont affinés tout en observant le diagramme de l'œil pour ne pas le déformer. Nous pouvons très bien déformer le signal et pour un seuil électrique donné, améliorer le taux d'erreurs.

Le réglage de la ligne à retard est plus efficace au taux d'erreurs car nous arrivons à affiner les réglages avec une très grande précision sans déformation visible du signal.

Les résultats de cette procédure de réglage sont traduits par les courbes de sensibilité du récepteur sur la Figure 101 (b).

Il faut noter dans un premier temps que le diagramme de l'œil n'est pas ou peu modifié par rapport au réglage précédent. Le taux d'extinction est un peu diminué (11 dB au lieu de 12,5 dB) et la pénalité est très faible (0,6 dB). Nous pouvons donc dire que la transmission est très bonne puisqu'on a très peu dégradé le signal (le récepteur n'y est pas sensible).

Enfin, il faut régler le Double-Etage devant le récepteur pour une puissance de signal plus importante afin de s'assurer que la « prise de décision optique » (par la fonction de transfert non-linéaire) est optimale. Nous rappelons aussi que l'expression « prise de décision optique » correspond à la séparation des « 1 » et des « 0 » due à la fonction de transfert non-linéaire.

Si ce n'est pas le cas, le signal peut-être apparemment de bonne qualité alors que nous observons un « plancher d'erreurs » pour des puissances de détection supérieures à -10 dBm (paquets d'erreurs dus à l'instabilité du système).

Le « plancher d'erreur » est caractéristique d'une mauvaise prise de décision de la porte optique (notion développée dans le premier chapitre). Nous mesurons alors des erreurs indépendamment de la puissance du signal sur le récepteur (taux d'erreurs supérieur à 10^{-10}) donc difficilement décelable lors du réglage du DE-SOA à partir de la sensibilité du récepteur. Pour cette configuration, aucun plancher d'erreur significatif n'a été décelé (taux d'erreurs $< 1.10^{-12}$ pour une puissance de signal sur le récepteur de -10 dBm).

1.3.3 Sensibilité du Double-Etage de SOA au bruit d'émission spontanée sur la pompe

Le principe de cette étude est de mesurer les dégradations du signal en sortie du régénérateur lorsqu'on fait varier le rapport signal sur bruit optique du signal de pompe en entrée. Cette expérience a pour but d'étudier le comportement du régénérateur en présence de bruit optique en excès, afin d'en déduire les marges de fonctionnement dans un système réel¹⁸⁷. L'accumulation du bruit ASE dans un système réel ne peut être simulée que de cette manière. Les figures suivantes présentent les résultats de cette étude qui a consisté à augmenter la puissance de bruit optique sur le signal, faisant diminuer le rapport signal sur bruit optique mesuré cette fois-ci sur 0,5 nm pour intégrer toute la puissance du signal. La puissance de la sonde dans le Double-Etage de SOA est de -10 dBm, la puissance de pompe est de 10 dBm et le courant de polarisation des SOA est de 300 mA.

La Figure 102 (a) nous indique que le taux d'extinction de sortie du DE-SOA n'est sensible à la dégradation de l'OSNR qu'à partir d'une forte dégradation du signal. Ce résultat est en accord avec les simulations du chapitre 3.

Sur la Figure 102 (b), nous observons que la dégradation de l'OSNR de sortie est très rapide (à partir de 25 dB en entrée) pour suivre une dégradation linéaire de l'OSNR.

Les résultats de simulation du facteur Q présentés au chapitre 3 tendent à montrer que le bruit optique en sortie est moins sensible à la dégradation du bruit optique en entrée (au dessus d'une certaine valeur seuil). Ce comportement expérimental est vraisemblablement dû à une trop faible puissance de sonde et une puissance d'émission spontanée trop importante (filtrage trop large de la bande de bruit). Dans ces conditions, le gain du premier SOA est compressé en partie par la puissance de bruit, ce qui va provoquer un « affaissement » de la fonction de transfert du Double-Etage.

La Figure 102 (c) correspond à la pénalité sur le récepteur introduite par la dégradation de l'OSNR. On remarque que la pénalité ne diminue pas beaucoup par rapport à la référence, ce qui semble corroborer les hypothèses précédentes sans remettre en cause les propriétés régénératives du Double-Etage de SOA.

Nous n'avons pas effectué d'autres mesures en faisant varier la puissance de sonde. Nous avons préféré étudier plus en détail le NOLM.

La caractérisation du Double-Etage de SOA étant très prometteuse au regard des résultats de simulation, cette étude est donc poursuivie par Gwenaëlle Girault, qui effectue actuellement une thèse au laboratoire.

Nous allons maintenant présenter les résultats du NOLM en réflexion.

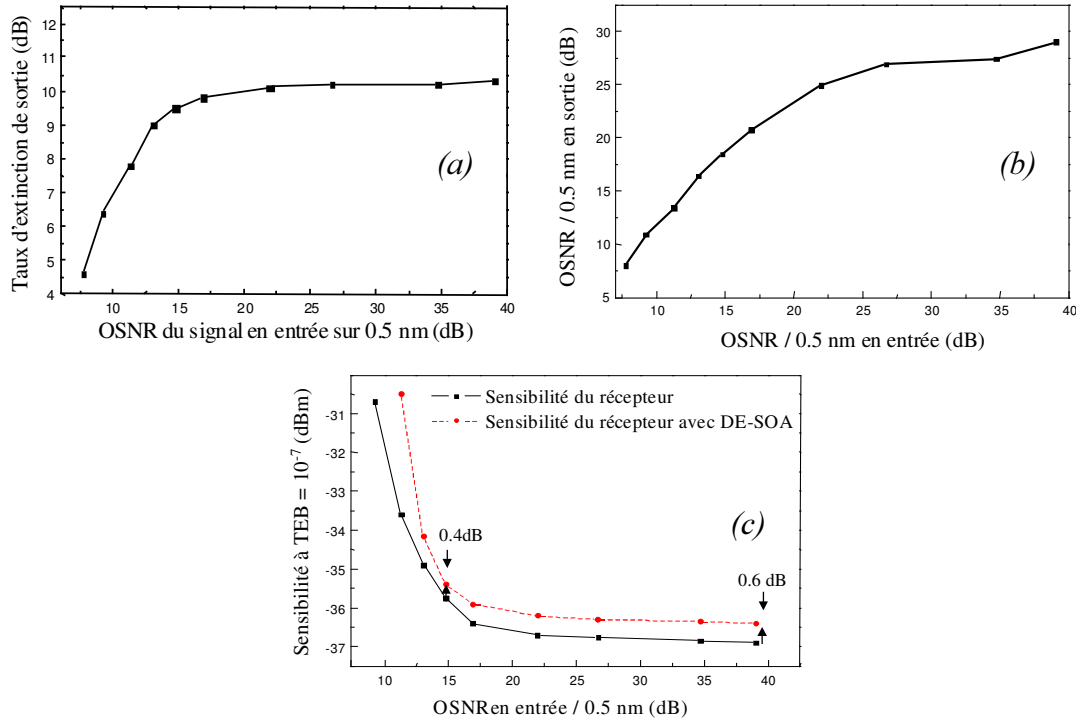


Figure 102 : Comportement du DE-SOA à la dégradation de l'OSNR en entrée

1.4 Caractérisation du NOLM-SOA en réflexion

Comme pour le Double-Etage de SOA, nous avons caractérisé le NOLM-SOA en configuration pompe sonde (convertisseur en longueur d'onde). La configuration « réflexion » a immédiatement été retenue pour les formats à 10 Gbit/s à fort taux de remplissage optique (NRZ et RZ de largeur d'impulsion à mi-hauteur de environ 50 ps). Le principal problème rencontré avec la configuration du NOLM en transmission¹⁸⁸ a été la déformation importante des données (NOLM utilisé classiquement avec des impulsions courtes pour le démultiplexage OTDM¹⁸⁹, le filtrage du bruit¹⁹⁰ ou la compression d'impulsions¹⁹¹). Ensuite, nous avons été confrontés à des problèmes d'instabilités rédhibitoires en configuration système (« back to back ») du fait de la forte dépendance en phase du dispositif (induite par les fluctuations de puissance sur la pompe).

La configuration « réflexion » est beaucoup mieux adaptée aux formats de modulation à 10 Gbit/s puisqu'elle dépend fortement de la modulation du gain et beaucoup moins de la phase. De plus, l'inversion de polarité des données permet de restaurer la polarité initiale du signal incident lorsque le NOLM-SOA est associé au DE-SOA.

Nous avons tenté de caractériser la fonction de transfert du NOLM-SOA en réflexion puis ses performances en présence de bruit optique sur la sonde.

Nous avons utilisé les même sources que précédemment (S_1 et S_2), séparées de quelques nanomètres autour de 1550 nm¹⁹².

1.4.1 Etude statique du NOLM-SOA

Le dispositif de principe du NOLM pour les deux configurations est présenté sur la Figure 103.

Le NOLM est constitué de fibres à maintien de polarisation (circulateur optique inclus)¹⁹³. La longueur totale du bras est de 6 mètres, correspondant à un DGD (propriété des fibres biréfringentes) de 6 ps environ (fibre de type « Panda » de Fujikura). La sonde est polarisée suivant un axe de propagation de la fibre pour rendre le dispositif insensible à la polarisation¹⁹⁴. Le taux d'isolation de polarisation du NOLM est supérieur à 20 dB. Lorsque l'on y introduit le SOA (composant très légèrement biréfringent mais très court) le taux d'isolation de polarisation n'est plus que de 15 dB.

Ainsi, en fonctionnement normal, un tel dispositif peut être considéré comme stable sans besoin d'asservissement sur la longueur de la fibre puisque par construction, les deux bras du NOLM ont rigoureusement la même longueur optique.

La pompe est injectée par un coupleur proche du SOA pour minimiser les interactions avec la sonde. Le SOA étant faiblement sensible à la polarisation, nous avons un dispositif lui aussi faiblement sensible à la polarisation de la pompe. La sonde en sortie sort polarisée.

Les tests de sensibilité à la polarisation du NOLM-SOA ont été réalisés. Nous avons gardé le même principe de mesure des pertes dépendant de la polarisation (PDL), à savoir un contrôleur de polarisation puis un polariseur tournant pour injecter la pompe. Les résultats sont présentés sur la Figure 105, ils montrent bien la grande stabilité de la configuration réflexion par rapport à la configuration transmission. Pour cette expérience, nous avons réglé le retard co / contra-propagatif dans le NOLM de manière identique pour les deux configurations (de l'ordre de 20 ps).

En ce qui concerne la forme du signal en sortie du NOLM, les simulations faites dans le chapitre 3 ont permis de mettre en évidence des fenêtres de transmission pour le format NRZ. Les diagrammes de l'œil présentés sur la Figure 103 sont obtenus pour des retards co / contra-propagatifs différents correspondant chacun à un œil en sortie de bonne qualité (l'optimisation obtenue lorsque le taux d'extinction est optimal).

Un tel montage procure à l'interféromètre une stabilité relativement correcte. Tout le dispositif fibré est bobiné et placé dans une enceinte en Plexiglas. Le SOA est lui aussi dans l'enceinte mais son radiateur est placé à l'extérieur (nous présentons le dispositif sur les photos de la Figure 104).

Nous avons expérimentalement déterminé la fonction de transfert du NOLM. Pour cela, nous n'avons pas conservé le format NRZ sur la voie « signal », mais une horloge impulsionnelle de largeur d'impulsions de 30 ps avec taux d'extinction estimé à 30 dB (S_2 , en régime de commutation de gain). Nous avons fait varier la puissance (moyenne) des impulsions pour une puissance de sonde constante. Le retard co / contra-propagatif dans le NOLM est de 20 ps environ.

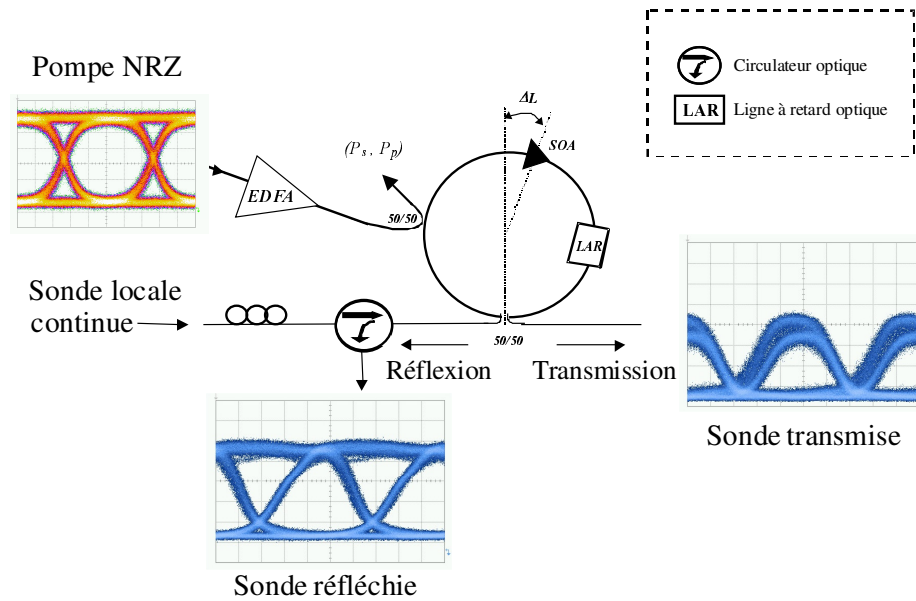


Figure 103 : Schéma de principe du NOLM-SOA pour les deux configurations de fonctionnement

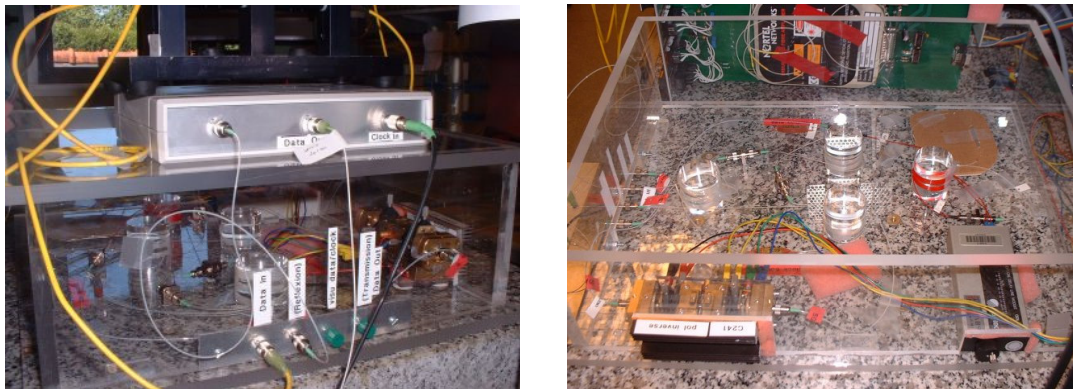


Figure 104 : Prises de vue du NOLM-SOA.

Nous avons mesuré sur la sonde le contraste correspondant à la fermeture du NOLM. Le résultat est présenté sur la Figure 106, la fonction de transfert a été mesurée pour trois puissances de sonde différentes. Hormis le décalage de la fonction de transfert dû à la variation de la densité de porteurs de charge dans le SOA (et par conséquent de sa puissance de saturation), nous avons observé que le résultat obtenu pour une puissance de sonde de -10 dBm est beaucoup plus stable que les autres. Ce résultat tend à montrer que plus la sonde est importante et plus l'interféromètre est stable. Cette observation pourrait être due à une plus grande stabilité du gain du SOA aux variations de puissance incidente (donc un déphasage plus stable dans l'interféromètre). Nous retrouvons un contraste supérieur à 10 dB possédant deux zones de saturation de la transmission caractéristiques des interféromètres. Ce résultat est en accord avec les résultats de simulation obtenus au chapitre 3.

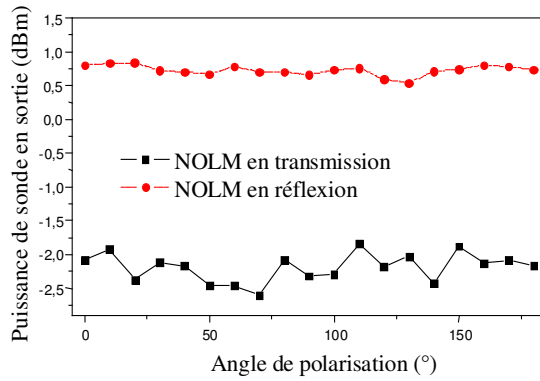


Figure 105 : Mesure de la PDL du NOLM

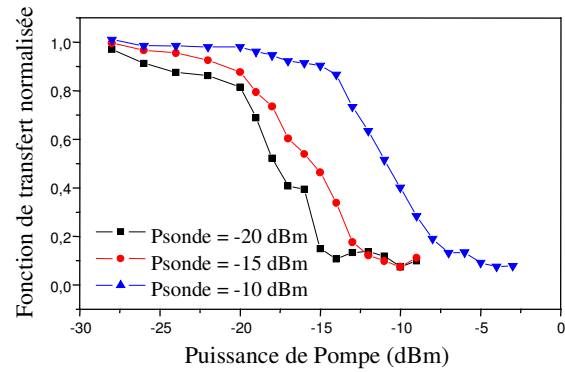


Figure 106 : Fonction de transfert du NOLM en réflexion

1.4.2 Les performances en système

Comme pour le Double-Etage de SOA, nous avons étudié le comportement du NOLM en configuration réflexion pour le format NRZ.

Tout d'abord, nous présentons sur la Figure 107, la mesure de sensibilité du récepteur avec le NOLM, pour une configuration donnée, mais surtout pour plusieurs puissances de sonde. La sensibilité de référence à 10^{-9} est mesurée à $-35,5$ dBm alors que la sensibilité avec le NOLM avec format NRZ est mesurée à -33 dBm.

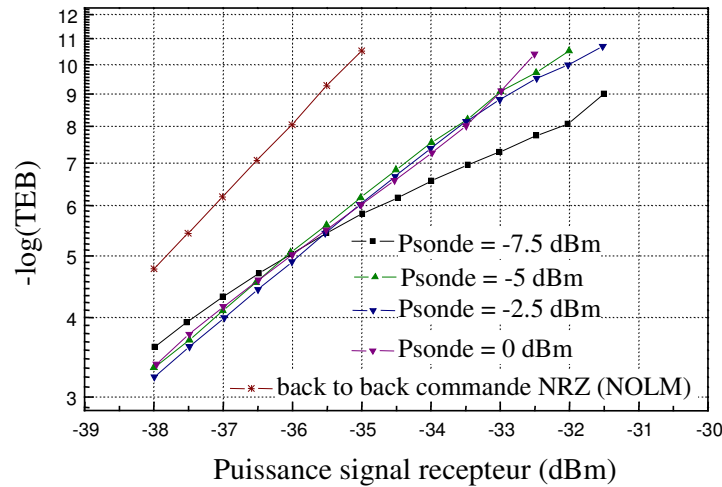


Figure 107 : Influence de la puissance de sonde sur la stabilité du NOLM en réflexion (NRZ)

On remarque que pour des puissances de sonde de -5 à 0 dBm dans le NOLM, nous n'observons pas d'accentuation de la pénalité par rapport à la référence. Ces résultats font écho à ceux de la fonction de transfert (Figure 106) qui indiquent que la fonction non-linéaire est simplement décalée si on fait varier la puissance de sonde. Pour obtenir le même signal en sortie, il suffit de régler la puissance de pompe de manière à « placer » correctement les « 1 » et les « 0 » du signal d'entrée sur la fonction de transfert.

Nous présentons ensuite sur la Figure 108, l'élargissement du spectre dû au chirp à la modulation du gain dans le SOA (sans propagation dans la fibre). Le signal en entrée est toujours en format NRZ. La résolution de l'analyseur de spectre ANDO AQ6313 est de 0,01 nm.

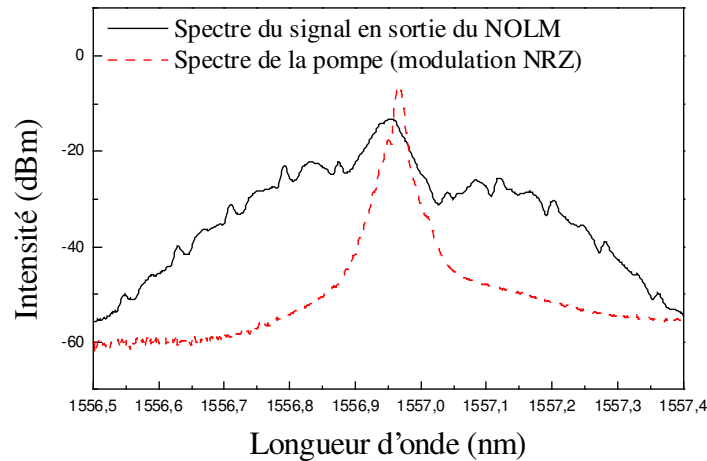


Figure 108 : Elargissement du spectre du signal NRZ au passage dans le NOLM

Nous avons aussi regardé la sensibilité du récepteur en fonction du courant de polarisation du SOA dans le NOLM-SOA.

Nous rappelons que la vitesse de recombinaison est plus rapide lorsque la densité de porteurs de charge est plus importante.

Nous pouvons passer à l'étude du comportement du NOLM au bruit en excès sur le signal en entrée. Nous avons utilisé le même dispositif que pour l'étude réalisée sur le Double-Etage de SOA.

Le signal de pompe en entrée du NOLM en ajoutant du bruit généré par une source d'ASE. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures suivantes.

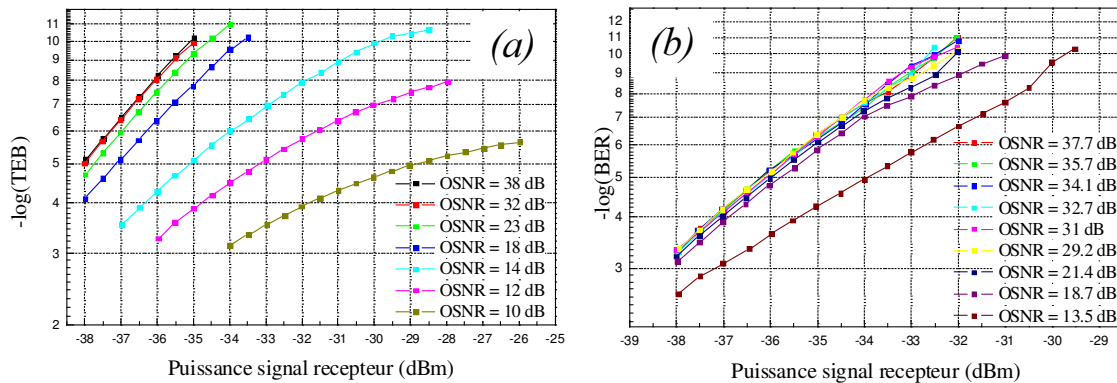


Figure 109 : Pénalité engendrée par la dégradation de l'OSNR (référence et NOLM)

L'OSNR est mesuré sur 0,5 nm. Nous observons nettement sur ces courbes que la présence du NOLM va modifier l'évolution de la sensibilité du récepteur en fonction de l'accumulation de bruit. La Figure 109 (a) correspond à la mesure sans le NOLM. C'est notre référence pour le

récepteur. La Figure 109 (b) correspond à la mesure avec le NOLM. On rappelle que le NOLM en format NRZ introduit une pénalité (sensibilité à -33 dBm au lieu de $-35,5$ dBm pour la référence). L'intérêt de cette mesure est de savoir si cette pénalité n'est pas réduite en présence d'un signal dégradé en entrée du régénérateur. Pour toutes les courbes, la puissance moyenne de la pompe en entrée du NOLM est de 6 dBm.

Comme pour le Double-Etage de SOA, nous avons tracé les résultats sur une même courbe, la sensibilité du récepteur avec régénérateur (NOLM-SOA) et sensibilité du récepteur sans régénérateur. Les résultats sont présentés sur la Figure 110.

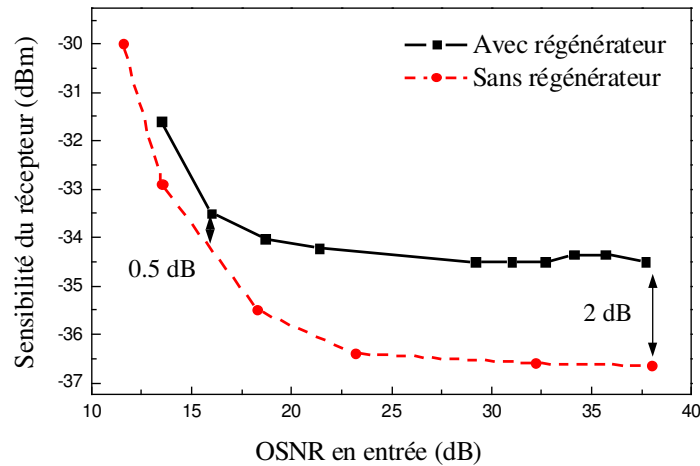


Figure 110 : Diminution de la pénalité sur le récepteur avec le NOLM pour un signal bruité

Ces résultats mettent en évidence la faible sensibilité du NOLM au bruit d'émission spontanée amplifiée sur le signal de pompe en entrée. Plus le bruit optique est important en entrée du régénérateur et plus l'effet de la transmission non-linéaire du bruit se fait ressentir sur le récepteur.

Nous avons déjà montré que la fonction de transfert du NOLM était particulièrement abrupte, permettant en un seul passage une redistribution importante des densités de probabilité du bruit.

Contrairement à certains résultats de la littérature, nous n'observons pas de pénalités négatives ici. Cette pénalité négative est due, selon nous, à une amélioration des performances du récepteur^{195,196} (plutôt qu'à une inconcevable réduction d'erreurs du signal).

Ces hypothèses sont corroborées par les figures suivantes.

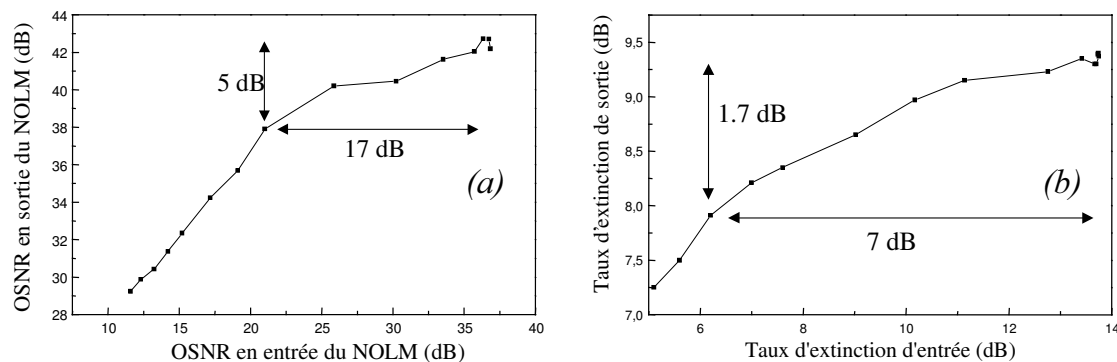


Figure 111 : Comportement du signal en sortie du NOLM en présence de bruit en excès en entrée

L'OSNR est toujours mesuré par rapport à 0,5 nm. La Figure 111 (a) indique une dégradation de 5 dB en sortie alors que la dégradation en entrée est de 17 dB. Nous avons mesuré une réduction de plus de 16 dB du bruit en sortie par rapport au bruit en entrée. Cette remarque peut-être illustrée par la référence¹⁹⁷. Cette stabilité de l'OSNR est due à la transmission non-linéaire du bruit optique dans le NOLM.

La Figure 111 (b) indique elle une dégradation du taux d'extinction de 1,7 dB en sortie pour une dégradation en entrée de 7 dB. Ces résultats permettent d'apprécier la stabilité du signal en sortie du NOLM pour des dégradations importantes du signal en entrée, pour le format NRZ. Ce comportement est propre aux structures interférométriques à base de SOA qui présentent une non-linéarité forte en transmission permettant une suppression importante du bruit¹⁹⁸ à 10 Gbit/s, en configuration 2R. Cette caractéristique va permettre une bonne prise de décision optique puisque nous avons vu qu'il était possible de régler avec la puissance de sonde, le seuil de décision optique (Figure 106). Cette fonction optique laisse présager un bon comportement en configuration système puisqu'elle possède une fonction de transfert abrupte, propriété fondamentale pour régénérer rapidement le signal¹⁹⁹.

Il est important de noter que nous n'avons pas observé de « plancher d'erreurs » en fonctionnement normal du NOLM (i.e. un signal de pompe non bruité en entrée et une puissance de -10 dBm sur le récepteur).

A ce niveau de l'étude, nous pouvons déjà comparer les résultats obtenus avec les deux types de régénérateurs. Nous observons sur la Figure 112 une plus grande stabilité du taux d'extinction pour le NOLM avec un taux d'extinction plus élevé pour le Double-Etage de SOA.

Ces premiers résultats permettent de dégager les propriétés de chacun des deux régénérateurs.

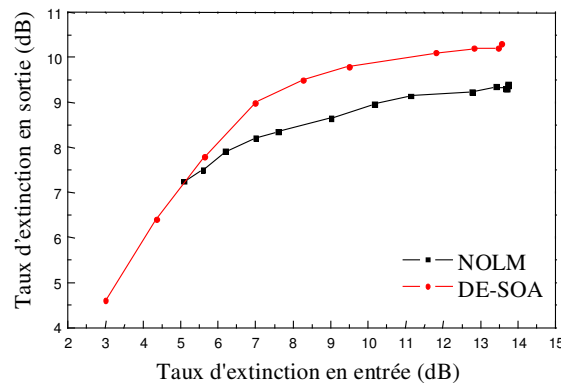


Figure 112 : Comparatif des performances NOLM / DE-SOA

Cette étude n'a pas été réalisée en format RZ, mais nous pouvons nous appuyer sur les résultats théoriques du chapitre 3 qui ont mis en évidence des fenêtres de transmission temporelle favorables au format impulsionnel court sur la sonde (3R). Dans ces conditions, le taux d'extinction du signal en sortie du NOLM devrait être amélioré et les déformations du signal minimisées.

La Figure 113 présente la mesure de pénalité du NOLM en format RZ. Elle indique une diminution de la pénalité du NOLM en format RZ (50 ps) de 1 dB par rapport au format NRZ (on passe de 2,2 dB en NRZ à 1,2 dB en RZ). Nous pouvons aussi signaler que les mesures sont répétables, ce qui indique une bonne stabilité du NOLM.

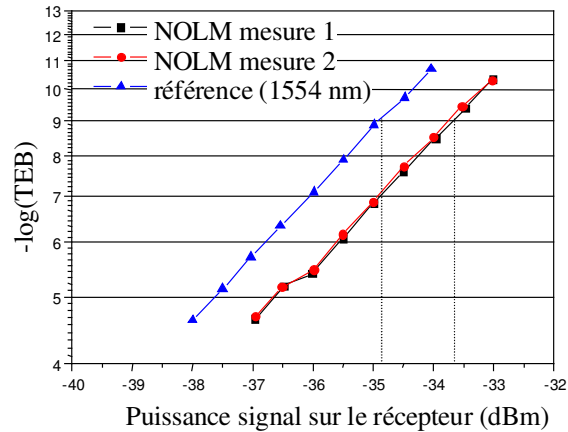


Figure 113 : Pénalité apportée sur le récepteur par le NOLM en format 2R

Nous pouvons maintenant nous appuyer sur tous ces résultats pour choisir une configuration optimale pour le régénérateur complet.

Les tests en boucle à recirculation permettent de cascader les passages dans le régénérateur, afin de mettre en évidence l'amélioration de la transmission régénérée (via une mesure du taux d'erreurs binaires).

Pour ce faire, il est essentiel d'avoir la même longueur d'onde en entrée et en sortie du régénérateur. Étant donné que nous utilisons des dispositifs convertisseurs en longueur d'onde, il a fallu en cascader deux pour obtenir un régénérateur complet.

2 Validation en configuration système des fonctions optiques considérées

Cette dernière étape de caractérisation des fonctions optiques est fondamentale. Elle permet de valider leur utilisation comme répéteur tout-optique. Tout d'abord, le seuil de prise de décision optique doit être optimal pour minimiser la transmission d'erreurs dans le régénérateur. Ensuite, la redistribution du bruit doit elle aussi être optimale pour maximiser le rapport signal sur bruit en sortie du régénérateur. Enfin, le taux d'extinction de sortie doit être supérieur au taux d'extinction d'entrée.

Nous allons tout d'abord décrire le dispositif expérimental de boucle à recirculation, puis nous testerons la meilleure configuration de régénérateur complet (cascade NOLM-SOA et DE-SOA).

Il est important de noter que les tests en boucle ne sont réalisables que pour des dispositifs non convertisseurs en longueur d'onde. Le NOLM et le Double Etage de SOA étant des dispositifs convertisseurs en longueur d'onde, nous avons dû cascader ces deux fonctions pour avoir la même longueur d'onde en entrée qu'en sortie.

Nous pouvons noter par ailleurs que le Double Etage de SOA et le NOLM inversent la polarité des données ce qui permet, en les cascader, de revenir sur la polarité de départ.

Enfin, nous présenterons les résultats que nous avons obtenus en intégrant le régénérateur complet en boucle à recirculation, pour apprécier l'amélioration du signal due aux passages dans le régénérateur.

2.1 La boucle à recirculation

Ce dispositif permet de simuler des transmissions longues distances ou des multiples passages dans un composant optique²⁰⁰. L'émission et la réception sont identiques à celle décrites dans le « back to back » (Figure 95). Nous avons conservé le débit (10 Gbit/s) mais nous avons choisi le format RZ qui semble favoriser l'amélioration du taux d'extinction des régénérateurs. La puissance crête est plus élevée donc la compression du gain du SOA est augmentée (moins d'émission spontanée amplifiée sur les « 0 » de sortie).

Nous avons aussi favorisé le fonctionnement en 3R pour améliorer encore le taux d'extinction du NOLM et améliorer le seuil de décision optique.

a) Présentation du dispositif expérimental

La Figure 114 présente le schéma de la boucle à recirculation qui a été montée au laboratoire :

l'émission et la réception se font à 10 Gbit/s sur format RZ de taux de remplissage proche de $\frac{1}{2}$.

Nous pouvons présenter simplement le principe de la boucle à recirculation :

Cette configuration de transmission permet de créer des « paquets optiques », transportant de l'information, qui vont circuler dans une boucle et ressortir pour être analysés au bout du nombre de tours souhaité.

La création des paquets est réalisée avec des modulateurs acousto-optiques (switch A/O) pilotés par un générateur de créneaux (Stanford DG535). Le switch A/O d'entrée va se fermer pendant un temps T_P (temps paquet) inférieur au temps boucle T_B , le temps de propagation de la lumière dans la boucle (10 km correspond à un temps de propagation de 50 μ s). Nous utilisons des EDFA dans la boucle, ce qui nécessite d'avoir toujours de la puissance optique dans la boucle (pour éviter des puissances crêtes trop importantes, il est préférable de toujours charger les amplificateurs à fibre dopée).

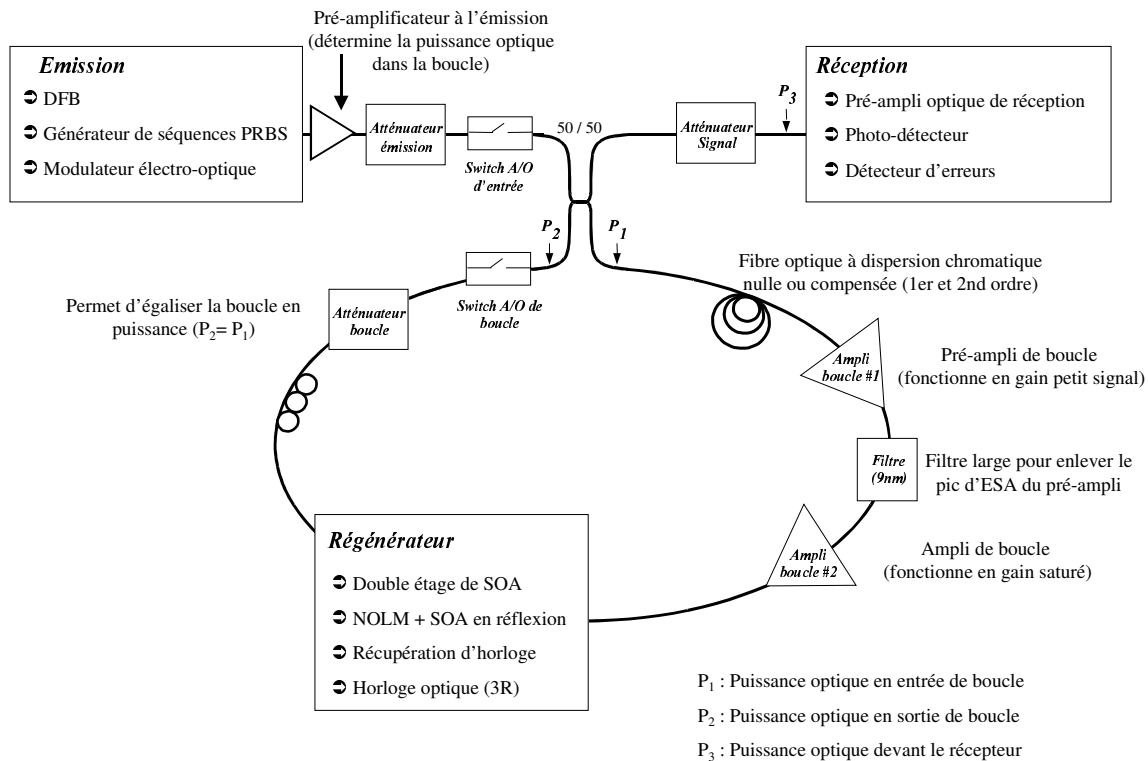


Figure 114 : Schéma de la boucle à recirculation

Le principe de la création des paquets optiques peut être compris plus simplement en se reportant à la Figure 115 qui permet de visualiser les paquets.

Nous suivons les différentes étapes du chronogramme :

t_1 : Pendant que le switch d'entrée est fermé (la boucle se charge des données), le switch de boucle est ouvert (rien ne sort de la boucle). La puissance optique détectée en sortie de boucle (P_3) correspond au « back to back ».

t_2 : Dès que le switch de boucle se ferme, il laisse sortir de la boucle des données qui ont parcouru un tour de boucle. On observe une superposition des puissances optiques du « back to back » avec celle du premier tour. Cette superposition est obtenue en augmentant légèrement la durée du temps de chargement de la boucle (switch d'entrée) par rapport au temps du switch de boucle (recouvrement de 5 μ s).

Ce réglage permet de visualiser le début du paquet qui a fait 1 tour et de pouvoir se situer facilement dans les paquets.

t_3 : Le coupleur d'entrée / sortie de la boucle n'a laissé sortir que 50% de la puissance optique de la boucle. Le reste du signal a donc parcouru 1 tour de plus. Le deuxième paquet ressort (deux tours de boucle) et ainsi de suite.

Le signal de synchronisation est un créneau électrique synchrone avec les créneaux de tension appliqués aux switches A/O pour déclencher leur ouverture et / ou fermeture. Ce créneau est envoyé sur le détecteur d'erreurs pour déclencher sa mesure. En déplaçant temporellement ce créneau, on peut mesurer les erreurs dans chacun des paquets et donc mesurer les erreurs pour les paquets optiques du « back to back », du premier jusqu'au $N^{\text{ième}}$ tour.

On simule alors des transmissions de distance N fois la longueur de fibre dans la boucle.

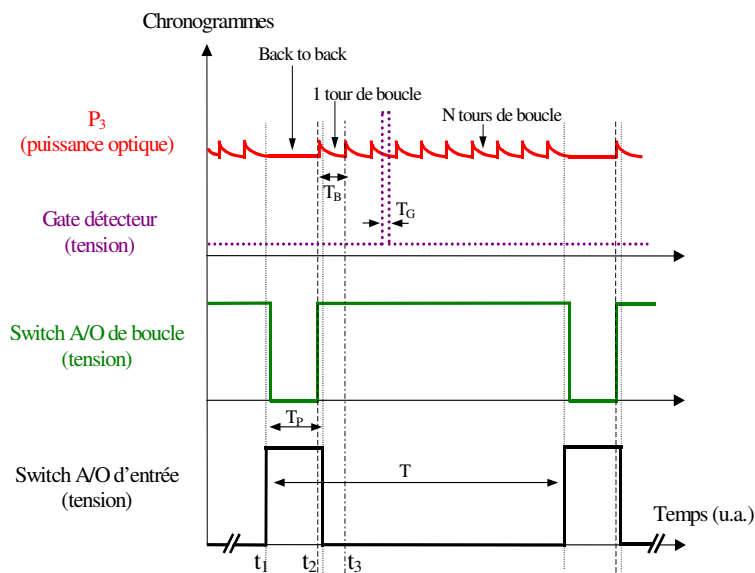


Figure 115 : Principe du mode « paquet » dans la boucle à recirculation

Sur la Figure 115, les « pics » présents sur la puissance optique permettent de délimiter temporellement les paquets, ils correspondent à la superposition de deux paquets successifs (switchs A/O d'entrée et switch A/O de boucle légèrement décalés temporellement). Leur forme caractéristique est due à la réponse lente du photo-détecteur devant la durée de front montant des paquets optiques.

La fibre que nous avons utilisée est une fibre optique à dispersion décalée (SMF/DS de Corning) qui possède une dispersion chromatique nulle à 1550 nm et permet éviter les déformations du signal. Cette fibre possède un cœur plus petit qui favorise les non-linéarités (SPM) de propagation. Il est donc très important de se propager dans cette fibre avec une puissance crête relativement faible (nous avons observé des effets non-linéaires dès 5 dBm en entrée de boucle).

Les amplificateurs de boucle jouent chacun un rôle précis. Le pré-amplificateur de boucle doit compenser les pertes apportées par la propagation dans la fibre (on compte 0,2 dB/km) ainsi que les pertes du coupleur et du switch. Il doit fonctionner en régime de saturation pour ne pas trop dégrader le rapport signal à bruit optique.

Un filtre optique (Fabry-Perot) de largeur 9 nm est placé après le pré-ampli pour couper le « pic » de fluorescence de l'erbium, non négligeable pour ce régime de fonctionnement (petit signal) et susceptible d'être amplifié d'un tour à l'autre.

Le second EDFA doit permettre d'égaliser parfaitement les pertes de la boucle entière pour avoir sur le récepteur, la même puissance optique moyenne dans le paquet de référence ou « back to back » (qui ne s'est pas propagé dans la boucle) et dans les autres paquets (qui eux se sont propagés dans la boucle).

Il est important de noter que les amplificateurs fonctionnent à gain constant. Pour des pertes constantes dans la boucle, la boucle est équilibrée.

Le régénérateur complet à tester est placé dans la boucle et ne doit pas apporter de pertes supplémentaires. La boucle à vide sera désormais notre référence.

Le contrôleur de polarisation est placé en sortie de boucle pour conserver une polarisation « à peu près » identique à chaque passage dans le coupleur de sortie. Cette précaution permet de minimiser les effets de PDL dans la boucle.

L'atténuateur de sortie permet d'égaliser la puissance optique des paquets sur le « back to back ».

b) Les contraintes de l'environnement système

Nous allons insister sur les difficultés inhérentes aux transmissions sur fibre optique. La boucle à recirculation rencontre les mêmes problèmes que les systèmes réels à l'exception du fait, que l'on peut plus facilement gérer les paramètres d'un tour de boucle, que dans une transmission complète sur fibre installée.

Tout d'abord, notre objectif est de régénérer le signal. Nous avons vu précédemment que les régénérateurs étaient relativement tolérants au bruit optique mais très sensibles à la puissance optique (réglages compliqués du Double-Etage de SOA, instabilité dans le NOLM). C'est pourquoi nous avons restreint notre étude au régime linéaire de transmission qui va minimiser les déformations du signal.

Nous avons réalisé une boucle courte pour ne pas accumuler trop de dispersion chromatique en un seul tour, ce qui pourrait être critique compte tenu de la largeur spectrale du signal 3R en sortie du NOLM (environ 1 nm à 3 dB).

Les résultats concernant la boucle à recirculation à vide sont présentés sur la Figure 116.

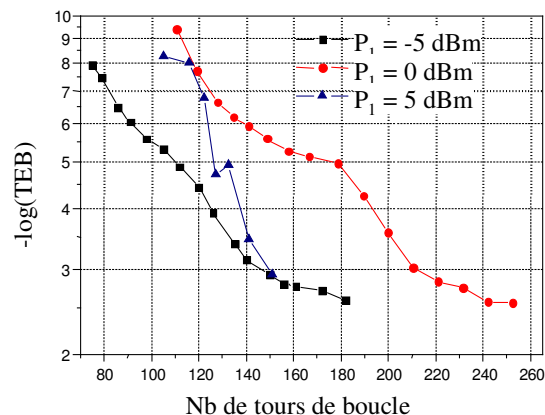


Figure 116 : Caractérisation de la boucle à vide en fonction de la puissance optique en entrée

La fibre dans la boucle est du type DSF (G653) de longueur 11,4 km. La puissance en entrée de boucle est variable (P_1). Plus la puissance est importante et plus l'auto-modulation de la phase dû à l'effet Kerr sur le signal est favorisée. Cet effet a tendance à élargir le spectre du signal en fonction de sa puissance optique. Nous distinguons sur la Figure 116 que plus la puissance en entrée de boucle est importante et plus la courbe de taux d'erreurs binaires en fonction du nombre de tours dans la boucle, est irrégulière.

Pour une puissance de -5 dBm dans la boucle, nous sommes dans un régime quasi-linéaire.

Par contre, pour une puissance de boucle de 5 dBm, la dégradation du TEB en fonction du nombre de tours de boucle n'est plus constante et indique clairement que les dégradations du du signal ne sont plus uniquement dues à la dégradation du rapport signal sur bruit optique : nous sommes en régime non-linéaire de transmission.

Pour confirmer cette hypothèse, nous avons calculé la puissance soliton pour ce type de fibre : cette valeur correspond à la puissance crête pour laquelle on excite le soliton fondamental (équilibre entre les effets de dispersion chromatique et les effets non-linéaires).

La puissance soliton pour une impulsion de 60 ps (hypothèse gaussienne) est $P_{Soliton} = -2,5$ dBm, pour un $\beta_2 = -1$ ps²/km et $\gamma = 2$ W⁻¹/km.

La puissance moyenne correspondant est d'environ -5 dBm, ce qui justifie le régime quasi-linéaire de propagation.

Les dégradations sont donc principalement dues à l'accumulation du bruit des amplificateurs optiques. Nous pouvons préciser que l'OSNR mesuré en entrée de boucle sur $0,5$ nm est de $-38,5$ dB. Il est pour cette puissance d'entrée de $-34,4$ dB en sortie de boucle.

Pour une puissance de 5 dBm dans la boucle, la transmission est principalement non-linéaire. C'est à dire que l'élargissement du spectre du signal et le déphasage de ses composantes spectrales vont modifier, le long de la transmission, l'enveloppe des impulsions. Nous pouvons observer ce phénomène sur le diagramme de l'œil le long de la transmission. Nous pourrions nous reporter à la Figure 117.

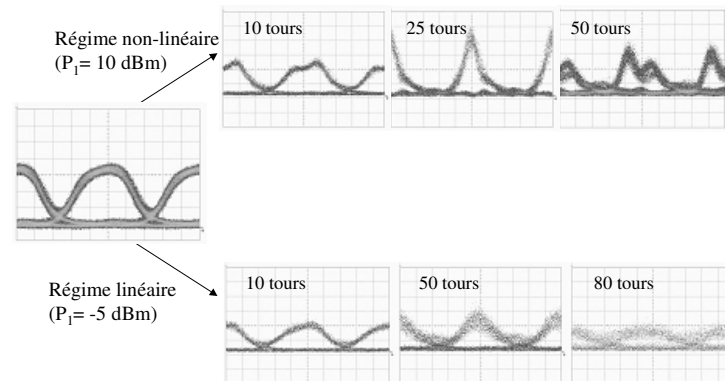


Figure 117 : Evolution du diagramme de l'œil pour les deux régimes de transmission

Pour le régime non-linéaire, l'enveloppe est trop déformée pour conserver un diagramme de l'œil ouvert. La mesure du taux d'erreurs ne peut être fiable.

Pour le régime quasi-linéaire, le diagramme de l'œil est beaucoup moins déformé. Nous avons utilisé cette puissance d'entrée pour les expériences de régénération en boucle à recirculation.

2.2 Optimisation de la configuration du régénérateur complet

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons étudié séparément, les deux fonctions optiques pour la régénération que sont le NOLM-SOA et le Double-Etage de SOA (en configuration 2R et avec le format NRZ).

Afin de tester en boucle à recirculation nos régénérateurs, il est essentiel d'optimiser la meilleure configuration pour la cascade du Double-Etage de SOA et de NOLM-SOA. Nous avons donc le choix entre deux configurations possibles : le Double-Etage suivi du NOLM, ou bien l'inverse. Nous rappelons qu'il est essentiel pour ce genre de test de garder la même porteuse optique en entrée et en sortie du régénérateur, d'où la mise en cascade des deux fonctions optiques utilisées en conversion de longueur d'onde.

Il ressort globalement de cette étude que, en régime normal de fonctionnement, le DE-SOA possède un taux d'extinction de sortie supérieur au NOLM-SOA et que le NOLM-SOA réduit le bruit sur les « 1 » et les « 0 » alors que le DE-SOA ne réduit que le bruit sur les « 0 ».

a) Avec le format NRZ

Dans un premier temps, nous caractérisons la cascade de régénérateur avec un signal NRZ en entrée. Ce format constitue le format standard dans les transmissions à 10 Gbit/s.

La Figure 118 présente les mesures réalisées pour les deux configurations possibles en NRZ.

La Figure 118 (a) correspond à la configuration optimisée Double-Etage de SOA suivi du NOLM. Nous avons indiqué la pénalité introduite par le DE-SOA (0,6 dB) puis celle pour le régénérateur complet (2,2 dB). Le taux d'extinction en sortie du NOLM est plus petit que celui en sortie du DE-SOA.

La Figure 118 (b) correspond à la configuration optimisée NOLM suivi du DE-SOA. La pénalité introduite par le régénérateur complet est à peu de chose près identique à la pénalité introduite par la configuration précédente (2,1 dB), mais pour cette configuration, le Double-Etage améliore le signal (pénalité « négative » par rapport au NOLM seul). Nous avons déjà insisté sur ce point, mais il semble toujours important de dire qu'une pénalité « négative » est due au fait que le signal change (améliore le récepteur), et ne correspond jamais à une diminution des erreurs. Ainsi, nous pouvons dire que l'introduction du Double-Etage va améliorer le signal sur le récepteur mais le seuil de décision optique sera déterminé par le NOLM (qui est placé devant).

Dans ces conditions, pour le format NRZ, la configuration DE-SOA suivi de NOLM est retenue pour le régénérateur complet.

Nous pouvons signaler que le NOLM possède un meilleur rapport signal sur bruit optique en sortie, sa position après le Double-Etage de SOA est un atout pour la régénération efficace du bruit.

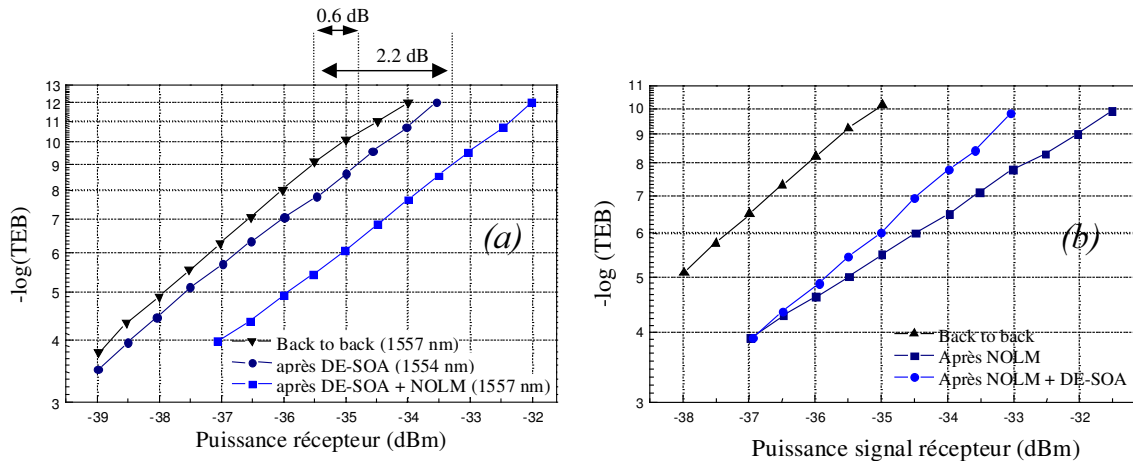


Figure 118 : Pénalité sur le récepteur introduite par la cascade de régénérateurs (pour les deux configurations possibles)

b) Avec le format RZ

Enfin, nous avons testé le régénérateur avec notre format RZ (60 ps) en 2R (les sondes sont continues) et en 3R. La configuration 3R correspond simplement à faire fonctionner le régénérateur de sortie (NOLM) en 3R, c'est à dire utiliser une horloge optique en guise de sonde.

Nous rappelons que le format RZ est très utilisé pour les transmissions à très haut débit (à partir de 40 Gbit/s) ainsi que pour les transmissions de type « sous-marin ». Il est plus robuste aux variations de format et a donc été retenu pour les tests de régénération en boucle à recirculation.

La configuration retenue est donc :

- 2R sur le Double-Etage de SOA .
- 3R sur le NOLM. Nous pourrions nous reporter à la Figure 119 présentant le dispositif expérimental du régénérateur complet 3R pour un signal RZ à 10 Gbit/s.

Pour le premier convertisseur en longueur d'onde, le Double Etage de SOA, la sonde est continue et la pompe porte les données RZ à 10 Gbit/s. Nous n'avons pas représenté les atténuateurs optiques (cf. Figure 100) permettant d'effectuer tous les réglages optiques. Les SOA sont polarisés avec un courant de 300 mA. Des contrôleurs de polarisation permettent de limiter les effets de PDL dans le DE-SOA (accentué par la présence de deux SOA). On peut observer le diagramme de l'œil en sortie du DE-SOA, il présente la qualité du signal converti en longueur d'onde, avec les données inversées.

Le second convertisseur est le NOLM-SOA polarisé aussi avec un courant de 300 mA. Le NOLM est en configuration réflexion pour une meilleur stabilité. La sonde est locale, à la longueur d'onde du signal entrant dans le régénérateur et pour cette configuration, elle est pulsée (DFB à commutation de gain – source S_2). La sinusoïde qui module le gain de S_2 est obtenue avec un dispositif de récupération d'horloge. Il est constitué d'une photodiode suivi d'un amplificateur large bande suivi d'un filtre électrique (Telonic Berkeley 9953-20-4SS1 possédant un Q de 1000) et enfin d'un amplificateur à bande étroite (10 GHz) pour être injecté dans le laser. La puissance optique sur la photodiode de récupération d'horloge est constante pour avoir une sinusoïde électrique d'amplitude constante. La récupération

d'horloge est réalisée en amont du régénérateur. Une ligne à retard optique est placée entre la sonde et le régénérateur afin de synchroniser l'impulsion d'horloge dans la fenêtre de transmission du NOLM.

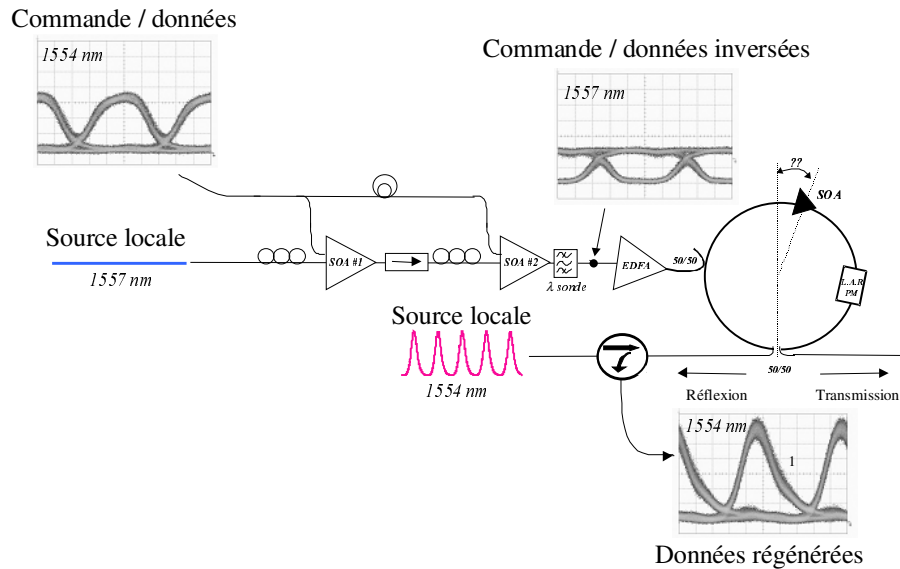


Figure 119 : Schéma du régénérateur complet DE-SOA et NOLM en cascade en configuration 3R pour le format RZ à 10 Gbit/s

Nous avons testé le régénérateur complet en boucle déployée afin d'égaliser le gain et les pertes dans la boucle et de mesurer la sensibilité du récepteur en présence du régénérateur.

La boucle déployée correspond à la configuration identique à celle de la boucle mais sans le coupleur entrée / sortie (50/50). Elle permet d'effectuer les réglages correspondant à un tour de boucle (dégradation OSNR, forme du signal, pénalité sur le récepteur, etc...)

Les résultats sont présentés sur la Figure 120. Ils correspondent aux mesures réalisées en boucle déployée pour une régénération 2R (nous n'allumons pas la récupération d'horloge) et pour une régénération 3R.

En configuration 2R, la pénalité sur le récepteur est 1,8 dB et nous avons observé un plancher d'erreurs ($>10^{-11}$) qu'aucun réglage n'a pu faire disparaître (ni les puissances de sonde dans le régénérateur qui permettent de décaler le seuil de décision optique, ni le seuil de décision électrique de la valise). Nous n'avons pas réussi à déterminer l'origine du plancher d'erreurs pour cette configuration. Les résultats en boucle n'ont donc pas été possibles.

En configuration 3R, nous avons un signal très proche de la source impulsionnelle avec un taux d'extinction de 11,5 dB. La pénalité sur le récepteur est donc diminuée (0,7 dB) et nous n'avons pas observé de plancher d'erreurs. C'est donc avec cette configuration que nous avons réussi à tester notre régénérateur en boucle à recirculation.

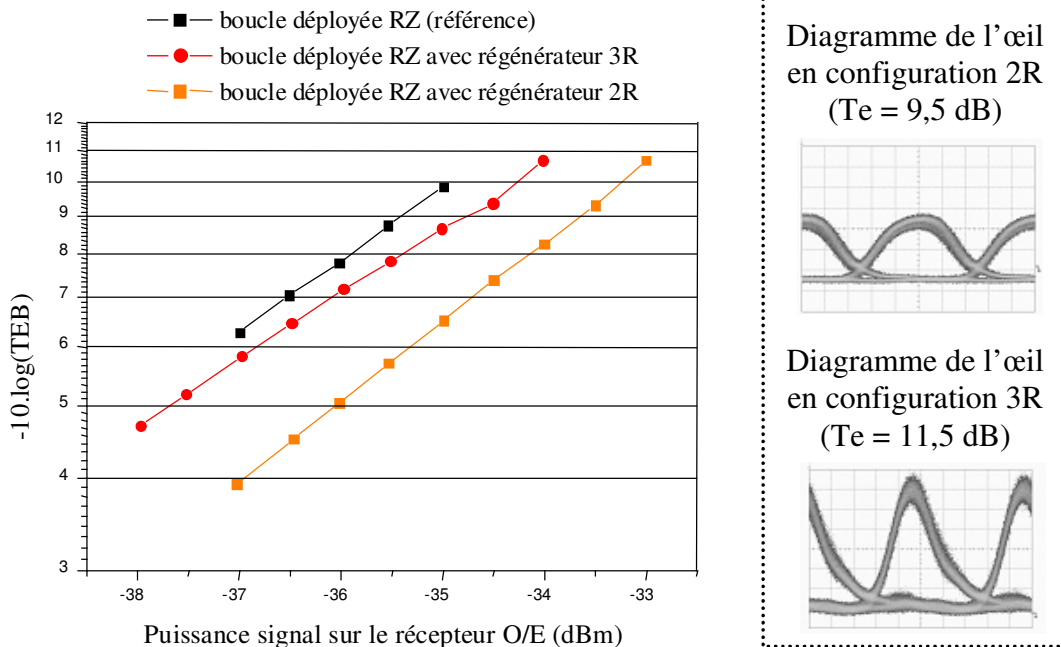


Figure 120 : Performances du régénérateur en configuration 2R et 3R en boucle déployée

2.3 Les résultats en boucle à recirculation

Les résultats que nous avons obtenus en boucle déployée étaient très encourageants. Nous avons donc essayé de placer le régénérateur complet (DE-SOA en 2R suivi du NOLM+SOA en 3R) en boucle à recirculation.

Nous avons déjà décrit le dispositif expérimental de la boucle à recirculation à vide :

La durée du temps paquet (T_P) dans 11,4 km de boucle est de 57 μ s.

La durée du temps boucle (T_B) est de 200 μ s.

La durée du temps de mesure ou temps « Gate » (T_G) est de 10 μ s.

La puissance du signal dans la boucle est de -5 dBm.

La dégradation de l'OSNR dans le pré-ampli est de 3 dB.

La dégradation de l'OSNR dans l'amplificateur de boucle est de 1 dB.

L'introduction du régénérateur dans la boucle ne doit pas générer de pertes supplémentaires dans la boucle. On effectue les réglages optiques en boucle déployée :

La puissance optique sur la récupération d'horloge est de -9 dBm. La puissance électrique de la sinusoïde à 10 GHz est de 16 dBm (sur 50 Ω).

La puissance signal (pompe) devant le régénérateur est de -6 dBm, la puissance de sonde est de -12 dBm. La puissance de pompe dans le NOLM est de 4,5 dBm et la puissance de sonde est de -5 dBm.

La procédure de réglage du DE-SOA a déjà été décrite. La ligne à retard optique de l'horloge dans le NOLM est réglée « grossièrement » avec le diagramme de l'œil puis « finement » en améliorant le taux d'erreurs.

On remet en place le coupleur entrée / sortie de boucle pour revenir à la configuration « boucle à recirculation ».

Le réglage le plus sensible a été celui des contrôleurs de polarisation dans la boucle. Plusieurs composants dans la boucle sont sensibles à la polarisation et susceptible de générer d'un tour sur l'autre des effets de PDL (principalement les coupleurs et les SOA).

Nous avons fait attention à faire fonctionner les amplificateurs optiques (EDFA) en régime de saturation (la puissance d'entrée des amplis était de -10 dBm) pour minimiser les effets de fluctuation de puissance dans la boucle. Le premier amplificateur dans la boucle permet de compenser les pertes dans la fibre, dans les switches A/O et dans les coupleurs. Le second permettait d'avoir une puissance suffisante en entrée du régénérateur.

Nous avons donc réussi à faire fonctionner le régénérateur en boucle à recirculation, à mesurer le diagramme de l'œil et un taux d'erreurs très instable ne permettant pas de réaliser des mesures fiables. Nous supposons que cette instabilité du taux d'erreurs est directement lié à la grande sensibilité du Double-Etage de SOA à la polarisation du signal en entrée du régénérateur complet.

Nous n'avons donc pas pu étudier réellement l'efficacité de la régénération mais à partir du diagramme de l'œil, nous avons pu mesurer l'ouverture de l'œil au bout d'un certain nombre de passage dans le régénérateur.

En comparant avec les résultats obtenus avec la boucle à vide, nous avons pu montrer que le signal en sortie du régénérateur était très peu dégradé pour un nombre de tour de boucle importants. À défaut de mesure de taux d'erreurs précise, nous avons essayé de traduire la faible dégradation du signal avec régénérateur et de la comparer à celle du signal sans régénérateur par une mesure de facteur Q.

Avant de présenter les résultats, il est important de rappeler la pertinence des mesures de facteur Q dans les transmissions non-linéaires.

La mesure de facteur Q a été introduite dans les télécommunications optiques pour sa capacité à pouvoir déduire un taux d'erreurs dans le cadre de la statistique gaussienne du bruit optique des amplificateurs à fibre et du bruit électrique. Le facteur Q ne tient pas compte des « queues » des distributions du bruit sur le signal.

Dans le cadre des transmissions non-linéaires du bruit optique, nous avons déjà vu dans le premier et le troisième chapitre que les distributions étaient déformées et perdaient leur forme gaussienne.

Nous avons donc réalisé des mesures de facteur Q sur des distributions de bruit non gaussiennes. L'écart type (variance en intensité) est donc prise au sens des moindres carrés comme une évaluation statistique de la distribution non gaussienne du bruit. Dans ces conditions, cette mesure nous a permis de mettre en évidence la faible dégradation du signal en sortie du régénérateur sans donner d'information sur le taux d'erreurs.

Les résultats sont présentés sur la Figure 121 et la Figure 122.

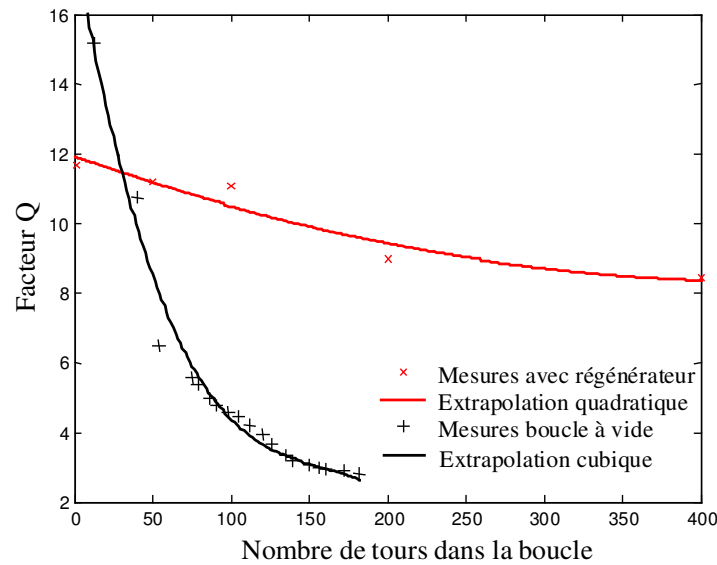


Figure 121 : Evolution du facteur Q de la transmission en fonction du nombre de tours de boucle

Le facteur Q est mesuré pour la courbe avec régénérateur, à partir du diagramme de l'œil visualisé sur l'oscilloscope à échantillonnage en mode « paquet ». Cette option essentielle permet de déclencher l'acquisition du diagramme de l'œil dans les paquets (Oscilloscope Infinium 86100A).

Cette courbe montre que le signal passant dans le régénérateur est faiblement dégradé après de multiples passages. Le taux d'erreurs était compris entre 1.10^{-9} et 1.10^{-7} dès le premier tour pour osciller autour de 1.10^{-4} après 400 tours.

Ce résultat met en évidence la possibilité d'avoir un très bon facteur Q (œil bien ouvert) et un taux d'erreurs très bas. La transformation du bruit ne permet plus de relier ces deux grandeurs.

En ce qui concerne le signal sans régénération (boucle à vide), la mesure a été réalisée à partir du diagramme de l'œil pour les taux d'erreurs supérieurs à 1.10^{-9} (correspond pour une statistique gaussienne à un facteur Q égal à 6), et à partir du taux d'erreurs pour un signal dégradé (pour lequel le taux d'erreurs pouvait être mesuré).

Nous remarquons qu'avec le régénérateur, le signal de sortie est de bonne qualité après 400 tours, même si nous supposons qu'il existe un plancher d'erreur important.

Sur la figure suivante, nous pouvons observer la forme du diagramme de l'œil après 5000 km de propagation avec régénérateur et la comparer avec le diagramme de l'œil du signal sans régénérateur.

Si nous considérons que le régénérateur possède un seuil de décision optique mal réglé ou très sensible aux variations de la polarisation du signal optique en entrée (ce qui va générer de la PDL), c'est à dire que la discrimination des « 1 » et des « 0 » entrant dans le régénérateur se fait mal. Au bout de 400 passages, le plancher d'erreurs commence à apparaître sur le diagramme de l'œil. On peut en effet distinguer des points à l'intérieur de l'œil mesuré en boucle à recirculation.

Néanmoins, ces résultats sont très encourageants puisqu'ils met en évidence la cascabilité de notre régénérateur avec un facteur Q de bonne qualité.

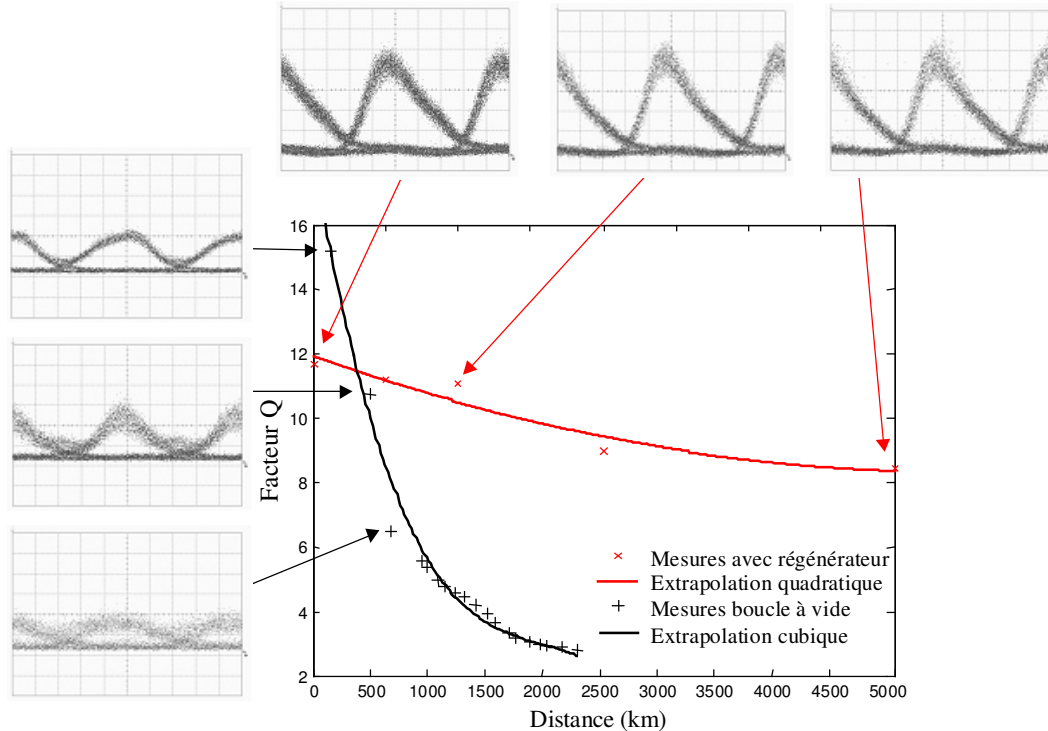


Figure 122 : Evolution du signal régénéré en fonction de la distance de propagation

Il semble que notre régénérateur possède toutes les qualités requises pour fonctionner en boucle à recirculation et pouvoir réaliser des transmissions « infinies ».

Cependant, nous n'avons pas encore pu, à l'heure actuelle, éliminer le plancher d'erreurs en boucle, présent dès le premier tour, alors qu'aucun plancher n'est observé en ligne déployée.

Le fait de ne pas avoir le même signal en entrée et en sortie est peut-être à l'origine du mauvais fonctionnement en boucle. Le fait de modifier le signal après un tour de boucle pourrait modifier le seuil de décision optique du régénérateur et provoquer le plancher d'erreurs observé dès le premier tour.

Il serait donc intéressant de poursuivre cette étude en changeant soit le format RZ du signal en entrée ou soit en changeant le format de l'horloge du NOLM. Nous conserverions ainsi les mêmes niveaux de puissance crête et les mêmes formats de compression du gain dans le double étage de SOA.

Il serait intéressant par ailleurs de placer en première position, dans le régénérateur complet, le NOLM. Au regard des résultats expérimentaux, il semble que le NOLM soit beaucoup moins sensible à la polarisation du signal de pompe que le double étage de SOA.

Il semble qu'une sensibilité importante à la polarisation soit un paramètre rédhibitoire en boucle à recirculation, alors que la sensibilité à la phase ne soit qu'un paramètre limitant.

Cette étude devra être poursuivie au laboratoire, en tenant compte de toutes les observations apportées pendant ce travail expérimental.

Conclusion

Nous avons étudié en détail les propriétés régénératives du Double-Etage de SOA et surtout du NOLM en réflexion. Sa configuration est originale et permet de réaliser des régénérateurs adaptés au fonctionnement en 2R et 3R pour des signaux NRZ et RZ à 10 Gbit/s^{201,202}.

La fonction de transfert mise en évidence est comparable à celle obtenue avec une configuration Mach-Zehnder à base de SOA²⁰³. Dans ces conditions, il semble que le NOLM soit le plus attractif des régénérateurs interférométriques (fonctionnant à des débits ≤ 40 Gbit/s), puisqu'il ne nécessite qu'un seul SOA.

Cette fonction optique possède des qualités régénératives qu'il convient d'exploiter. La réalisation du NOLM devra être améliorée pour diminuer encore sa sensibilité aux perturbations extérieures. Il devra être étudié à des débits supérieurs (dans un premier temps à 40 Gbit/s).

Les résultats obtenus pour la régénération du format NRZ s'avèrent très intéressants pour les applications à 10 Gbit/s²⁰⁴ telles que la conversion de longueur d'onde dans les nœuds de routage des réseaux métropolitains. L'étude devra aussi être poursuivie pour les débits supérieurs.

Enfin, l'étude que nous avons réalisée en boucle à recirculation indique que l'on peut cascader plus de 400 régénérateurs à 10 Gbit/s²⁰⁵. Il semble maintenant important de régler les problèmes de format de modulation RZ dans le régénérateur complet, pour que les points de fonctionnement en boucle déployée correspondent à ceux en boucle à recirculation.

Il semble aussi important de faire fonctionner le régénérateur en configuration 2R pour mettre en avant la polyvalence des fonctions optiques à base de SOA que nous avons étudiées (conversion de format et transparence aux débits en dessous de 40 Gbit/s).

Nous avons de plus, mis en évidence que la mesure du facteur Q et le taux d'erreurs binaires n'étaient plus corrélés dans le cadre des transmissions utilisant des fonctions optiques non-linéaires. Il est important de rappeler que ce résultat est d'autant plus vrai que la fonction de transfert du régénérateur est abrupte.

Nous avons aussi suggéré qu'une mauvaise position du seuil de décision optique du régénérateur par rapport au signal d'entrée allait générer une distorsion importante du bruit optique sur les données, traduite sur le récepteur par un grand nombre d'erreurs.

Nous pouvons aussi signaler que la complexité de l'opération de récupération d'horloge, en boucle à recirculation, au niveau du régénérateur (détection, filtrage et amplification de la sinusoïde électrique pour moduler le laser), devrait aussi être revue et améliorée.

Il semble important dans ces conditions, de revoir nos fonctions optiques pour les rendre moins sensibles aux variations de puissance mais aussi aux variations de formats de modulation entrée / sortie. Ce travail est d'ores et déjà poursuivi au laboratoire pour obtenir un régénérateur 3R (dans un premier temps) permettant de réaliser des transmissions qui ne seront plus limitées par les dégradations optiques.

Bibliographie du Chapitre 4

-
- ¹⁷² J. Yu, A. Clausen, H.N. Poulsen, X. Zheng, C. Peucheret and P. Jeppesen, « 40Gbit/s wavelength conversion in cascade of SOA and NOLM and demonstration of extinction ratio improvement », *Electronics Letters*, Vol. 36 (11), 2000
- ¹⁷³ A.E. Kelly, « Ultra high-speed wavelength conversion and regeneration using semiconductor optical amplifier », *Proc. OFC*, MB1.1, 2001
- ¹⁷⁴ R. Schnabel, W. Pieper, M. Ehrhardt, M. Eiselt and H.G. Weber, «Wavelength conversion and switching of high speed data signals using semiconductor laser amplifier », *Electronics Letters*, Vol. 29 (23), 1993
- ¹⁷⁵ M.F.C. Stephens, R.V. Penty and I.H. White, « All-optical regeneration and wavelength conversion in an integrated semiconductor optical amplifier / distributed-feedback laser », *Photonics Technology Letters*, Vol.11 (8), 1999
- ¹⁷⁶ N.A. Olsson and R.M. Posen, « Two-stage high-gain amplifier », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7 (5), 1989
- ¹⁷⁷ L.H. Spiekman & al, J.M. Wiesenfeld & al, « Recent advances in WDM applications of semiconductor optical amplifiers », *Proc. ECOC*, 2000
- ¹⁷⁸ M. Saitoh, B. Ma and Y. Nakano, « Static and dynamic characteristics analysis of all optical wavelength conversion using directionally coupled semiconductor optical amplifier », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 36 (8), 2000
- ¹⁷⁹ A.E. Kelly, I.D. Phillips, R.J. Manning, A.D. Ellis, D. Nasset, D.G. Moodie and R. Kashyap, « 80 Gbit/s all-optical regenerative wavelength conversion using semiconductor optical amplifier based interferometer » ; *Electronics Letters*, Vol. 35 (17), 1999
- ¹⁸⁰ M. Tsurusawa, R. Inohara, K. Nishimura and M. Usami, « Bit-rate tunable all-optical regeneration by SOA-based polarisation discriminated switch using variable differential group delay generator », *Proc. ECOC*, We.7.3.3,2002
- ¹⁸¹ M.W.K. Mak, H.K. Tsang and K. Chan, « Widely tunable polarization-independant all optical wavelength converter using a semiconductor optical amplifier », *Photonics Technology Letters*, Vol.12 (5), 2000
- ¹⁸² J. Mørk, A. Mecozzi, « Theory of the ultrafast optical response of active semiconductor waveguides », *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 13 (8), 1996
- ¹⁸³ D. Mahgerefteh, P. Cho, J. Goldhar and G. L. Burdge, « Technique for suppression of pattern dependence in a semiconductor-optical-amplifier wavelength converter », *Photonics Technology Letters*, Vol.9 (12), 1997

-
- ¹⁸⁴ N.S. Bergano, F.W. Kerfoot and C.R. Davidson, « Margin measurement in optical amplifier systems », *Photonics Technology Letters*, Vol.5 (3), 1993
- ¹⁸⁵ J. C. Simon, L. Lablonde, I. Valiente, L. Billès and P. Lamouler, « Two-stage wavelength converter with improved extinction ratio », *OFC Postdeadline Paper*, PD15-2, San Jose, 1995
- ¹⁸⁶ D. Wolfson, A. Kloch and T. Fjelde, « Detailed investigation of cascability of SOA-based gate for all-optical switching », *Proc ECOC*, 2000
- ¹⁸⁷ B. Lavigne, D. Chiaroni, L. Hamon, C. Janz and A. Jourdan, « Performance and system margins at 10 Gbit/s of an optical repeater for long-haul NRZ transmission », *Proc. ECOC*, 1998
- ¹⁸⁸ M. Eiselt, W. Pieper and H.G. Weber, « SLALOM : Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Mirror », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13 (10), 1995
- ¹⁸⁹ S. Kawanishi, « Ultrahigh-speed optical time division multiplexed transmission technology based on optical signal processing », *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34 (11), 1998
- ¹⁹⁰ B.E. Olsson and P.A. Andrekson, « Noise filtering with the nonlinear loop mirror », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13 (2), 1995
- ¹⁹¹ K.R. Tamura, M. Nakazawa, « A polarisation-maintaining pedestal-free femtosecond pulse compressor incorporating an ultrafast dispersion imbalanced nonlinear loop mirror », *Photonics Technology Letters*, Vol.13 (5), 2001
- ¹⁹² R.J. Manning, A.E. Kelly, A.J. Poustie and K.J. Blow, « Wavelength dependence of switching contrast ratio of semiconductor optical amplifier-based nonlinear loop mirror », *Electronics Letters*, Vol. 34 (9), 1998
- ¹⁹³ F. Mogensen, B. Pedersen and B. Nielsen, « New polarisation-insensitive and robust all-fibre-optic interferometer for FM to AM conversion in optical communication », *Electronics Letters*, Vol. 29 (16), 1993
- ¹⁹⁴ K. Uchiyama, H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka and M. Saruwatari, « Ultrafast polarisation-independent all-optical switching using a polarisation diversity scheme in the nonlinear optical loop mirror », *Electronics Letters*, Vol. 28 (20), 1992
- ¹⁹⁵ J-C Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Fève, E. Le Cren, M-L. Charès, « All Optical regeneration techniques », *Ann. Télécommun.*, Vol. 58 (11-12), 2003
- ¹⁹⁶ M. Suzuki, H. Toda, « Q-factor improvement in a jitter limited optical RZ system using nonlinearity of normal dispersion fiber placed at receiver », *Proc. OFC*, WH3-1, 2001
- ¹⁹⁷ M. Meissner, M. Rösch, B. Shmauss and G. Leuchs, « 12dB noise reduction by NOLM-based 2R regenerator », *Photonics Technology Letters*, Vol.15 (9), 2003
- ¹⁹⁸ D. Wolfson, T.Fjelde, A. Kloch, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt and M. Renaud, « Experimental investigation at 10 Gb/s of the noise suppression capabilities in pass-through configuration in SOA-based interferometric structures », *Photonics Technology Letters*, Vol.12 (7), 2000
- ¹⁹⁹ B. Mikkelsen, S.L. Danielsen, C. Joergensen, R.J.S. Pedersen, H.N. Poulsen and K.E. Stubkjaer, « All-optical noise reduction capability of interferometric wavelength converters », *Electronics Letters*, Vol. 32 (6), 1996

- ²⁰⁰ N.S. Bergano, C.R. Davidson, « circulating loop transmission experiment for the study of long-haul transmission systems using erbium-doped fiber amplifiers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13 (5), 1995
- ²⁰¹ W.A. Pender, P.J. Watkinson, E.J. Greer and A.D. Ellis, « 10Gbit/s optical régénération », *Electronics Letters*, Vol. 31 (18), 1995
- ²⁰² B. Lavigne, D. Chiaroni, L. Hamon, C. Janz and A. Jourdan, « Experimental analysis of SOA-based 2R and 3R optical regeneration for future WDM networks », *Proc. OFC*, 1998
- ²⁰³ G. Morthier, M. Zhao, B. Vanderhaegen and R. Baets, « Experimental demonstration of an all optical 2R regenerator with adjustable decision threshold and ‘true’ regeneration characteristics », *Photonics Technology Letters*, Vol.12 (11), 2000
- ²⁰⁴ J.Y. Emery & al, B. Lavigne & al, « Optimised 2-R all-optical regenerator with low polarisation sensitivity penalty (<1dB) for optical networking applications », *Proc. OFC*, MB4-1, 2001
- ²⁰⁵ B. Lavigne, P. Guerber, D. Chiaroni, C. Janz, A. Jourdan, B. Sartorius, C. Bornholdt, M. Mörhle, « Test at 10 Gbit/s using an optical 3R regenerator using an integrated all-optical clock recovery », *Proc. ECOC*, 1999

Conclusion et perspectives

Le contexte d'étude et les objectifs de la thèse sont clairement reliés à l'augmentation des débits des transmissions sur fibre optique. Les connaissances et les moyens internes au laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT ont privilégié l'étude et la réalisation de fonctions optiques à base de semi-conducteurs.

Nous avons largement parlé du potentiel de telles fonctions pour les applications à la régénération du signal et en particulier celui des interféromètres non-linéaires.

Ainsi, au cours de la thèse, nous avons privilégié l'étude de fonctions optiques susceptibles de réaliser des opérations de régénération du signal de qualité, suffisante pour imaginer les introduire à terme dans des systèmes tout-optiques.

Nous avons aussi insisté sur le caractère original de l'architecture des fonctions avec d'une part le Double-Etage de SOA et d'autre part le NOLM-SOA en réflexion.

Le point commun de ces deux fonctions, est l'utilisation d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs en régime de conversion de longueur d'onde.

Nous avons alors simulé le fonctionnement de ces fonctions pour essayer de mettre en évidence leur potentiel régénératif, à savoir l'amélioration du taux d'extinction et la réduction du bruit.

Expérimentalement, nous avons testé ces deux fonctions dans un environnement système pour des formats de transmission différents (RZ et NRZ) et pour les configurations 2R et 3R.

Il en ressort, comme l'a prévu la simulation, que le signal en sortie des régénérateurs possède les qualités compatibles avec les exigences des réseaux de télécommunications optiques (taux d'extinction ≥ 10 dB et bon rapport signal sur bruit optique dû à la conversion des données sur une porteuse optique « propre »).

Nous avons aussi mis en évidence la faible sensibilité des dispositifs considérés, aux dégradations optiques en entrée, leur conférant une qualité régénérative d'autant plus importante que le signal incident est dégradé.

L'étude que nous devons réaliser concerne l'optimisation du régime de fonctionnement des régénérateurs tout-optiques, à savoir leur position dans la ligne de transmission et le niveau de dégradation en entrée, pour que leur action soit optimale²⁰⁶.

La réalisation prochaine au laboratoire d'une boucle à recirculation à pas variable, va permettre d'explorer cette voie.

Nous avons de plus réalisé des fonctions optiques relativement stables permettant d'être étudiées dans des systèmes réels. Au cours de cette thèse à vocation industrielle, nous souhaitons rester au plus près des considérations propres aux opérateurs de télécommunications optiques.

Les résultats expérimentaux obtenus en boucle à recirculation (système de simulation des transmissions longues distance en laboratoire) ont été obtenus sans pour autant être concluants. Ces expériences seront reprises prochainement pour être améliorées et permettre une caractérisation complète de la régénération avec nos fonctions optiques.

Plusieurs considérations de fond sur la régénération qui ont été introduites au cours de la thèse, tendent à montrer que l'utilisation des régénérateurs dans les systèmes peut améliorer le signal, sans toutefois que cela ne se traduise par une diminution du taux d'erreurs à la réception. Il est important de rappeler que les fonctions optiques non-linéaires transforment les distributions du bruit optique sur les données et que le détecteur d'erreurs fixe les erreurs. Il est essentiel pour comparer la régénération tout-optique et la régénération opto-électronique, de réussir à quantifier les dégradations du signal lors de la transmission et les limitations de chacun des dispositifs pour mettre en valeur évidence l'intérêt d'utiliser tel ou tel type de régénérateur.

L'autre volet de la thèse est la caractérisation des techniques de remise en forme d'impulsions courtes pour les systèmes à très hauts débits (40 Gbit/s et plus).

L'objectif de ce travail était de faciliter le multiplexage temporel optique des données en minimisant l'interférence entre symboles, génératrice d'instabilités sur le signal à transmettre.

Nous avons développé une technique de mesure originale, de la forme et de la durée de l'enveloppe des impulsions courtes. Cette technique est complémentaire aux techniques de mesure d'impulsions courtes déjà existantes. Elle est mise en œuvre avec des outils standards des systèmes de télécommunications à 10 Gbit/s. Les résultats obtenus ont été validés expérimentalement et présentés dans cette thèse.

Cette méthode nous a permis d'étudier une technique connue de remise en forme des impulsions par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs²⁰⁷.

Nous avons alors pu mettre en évidence l'amélioration du taux d'extinction des impulsions et nous convaincre de la pertinence de cette technique pour faciliter le multiplexage temporel des signaux optiques.

Le faible rendement du mélange à quatre ondes ne nous a pas permis d'exploiter cette technique du fait des faibles niveaux de signal obtenus. Dans ces conditions, l'amplification optique va dégrader le signal par accumulation de bruit optique en excès.

Nous avons, au travers de l'étude des fonctions optiques à base de SOA, pour la régénération, abordé différents aspects des télécommunications optiques (propagation, effets non-linéaires, traitement du signal et réseaux), des considérations de physique des matériaux et d'électronique.

Les grands principes de la régénération doivent encore être étudiés, les architectures des régénérateurs doivent être développées pour imaginer voir les premières fonctions optiques non-linéaires dans les réseaux.

²⁰⁶ Y. Hashimoto, R. Kuribayashi, S. Nakamura, K. Tajima, I. Ogura, « Transmission at 40 Gb/s with a semiconductor-based optical 3R regenerator », *Proc. ECOC*, Rimini (Italy), Mo.4.3.3, 2003

²⁰⁷ C. Gosset, G.H. Duan, « Extinction ratio improvement and wavelength conversion based on four-wave mixing in a semiconductor amplifier », *Photonics Technology Letters*, Vol. 13, February 2001

Annexe 1

Caractérisation de la source S_1 (module OPTO⁺ 6685-M1)

Les branchements du dispositif (« chip ») relatifs à l'alimentation en courant et au contrôle en température sont présentés sur la Figure 123.

Les coefficients de Steinhart à rentrer en consigne pour la régulation de la température pour ce type du module (Alcatel) sont :

$$C_1 = 1,125.10^{-3}$$

$$C_2 = 2,347.10^{-4}$$

$$C_3 = 0,853.10^{-7}$$

L'alimentation en courant est connectée à l'entrée « LASER+ ». Le courant injecté est modulé avec une certaine profondeur de modulation, autour d'une valeur moyenne (I_{pol}).

L'amplitude de la modulation est définie sur une résistance de charge de 50Ω (directement lue sur un oscilloscope d'impédance 50Ω), par une puissance électrique P_{RF} .

Nous notons I_{RF} le courant modulé injecté dans le laser :

$$I_{RF} = \sqrt{\frac{P_{RF}}{R_{charge}}} = \frac{V_{RMS}^2}{R_{charge}} \quad \text{avec } V_{RMS} = \frac{V_{pp}}{2\sqrt{2}}$$

V_{pp} est la tension « pic to pic » lue à l'oscilloscope.

P_{RF} est exprimée en mW dans l'expression, mais couramment utilisé en dBm.

$$P_{RF} \text{ (dBm)} = 10. \log \left(\frac{P_{RF} \text{ (mW)}}{1 \text{ mW}} \right)$$

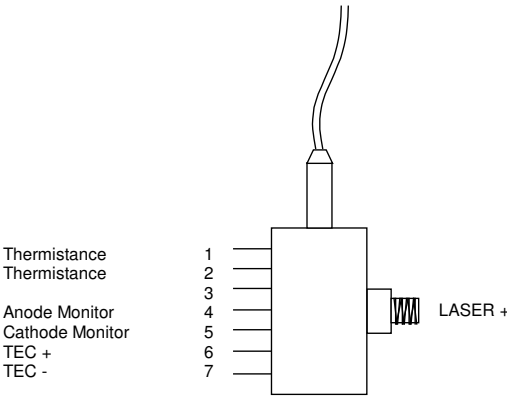


Figure 123 : Caractéristique de fonctionnement du laser

La source est un DFB pouvant fonctionner avec une modulation du courant de polarisation à 10 GHz. La fréquence de résonance du laser est déterminée par le temps de recombinaisons des porteurs de charge de la structure semi-conductrice. Ce temps de recombinaisons va déterminer le temps de récupération du gain du laser. Cette fréquence de résonance devient supérieure à 10 GHz lorsque l'on polarise le laser avec un courant supérieur à 25 mA. Les valeurs expérimentales de la fréquence de résonance du laser sont données sur la Figure 124.

I_{pol} (mA)	f résonance (GHz)
10	6,7
15	8,6
20	9,6
25	11,3
30	> 12

Figure 124 : fréquence de résonance du laser en fonction du courant de polarisation

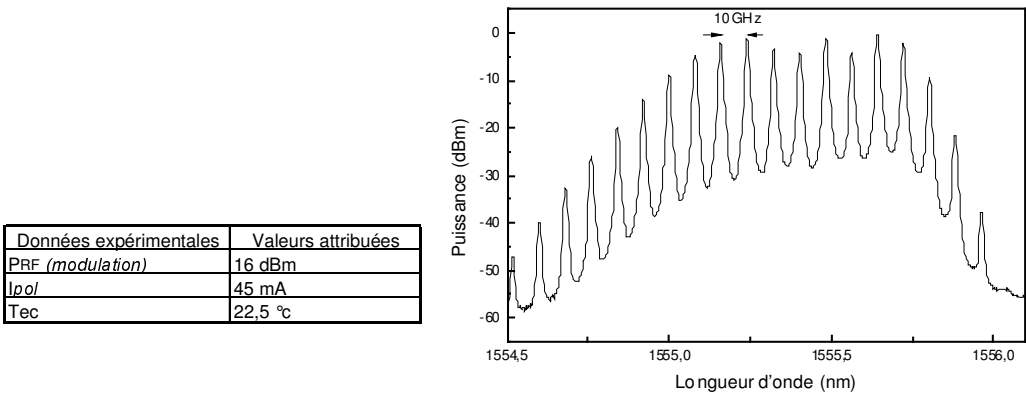


Figure 125 : Valeurs de fonctionnement caractéristiques et spectre de la source modulée à 10 GHz

La caractérisation de la source est réalisée avec une modulation en courant à 10 GHz. Les grandeurs caractéristiques utilisées ainsi que le spectre de la source mesuré, pour ces valeurs,

avec l'analyseur de spectre ANDO AQ 6313 de résolution 11 pm, sont présentés sur la Figure 125. La longueur d'onde d'émission du laser non modulée est de 1554,7 nm.

L'étude des impulsions a été menée en deux temps. Tout d'abord, nous avons optimisé les valeurs de courants de polarisation et profondeur de modulation pour obtenir les impulsions les plus courtes. Les valeurs obtenues sont celles utilisées pour la mesure du spectre de la source modulée.

Ensuite, nous avons calculé la longueur de fibre à dispersion négative nécessaire pour compenser le mieux possible le « chirp » généré par la modulation interne du courant de polarisation.

Pour cette longueur de fibre optimum, la largeur temporelle des impulsions compressées doit être la plus faible possible. Nous avons mesuré les largeurs obtenues, pour plusieurs longueurs de fibres, à l'autocorrélateur. La valeur théorique donnait 700 m. L'impulsions la plus courte obtenue a été mesurée à 6,7 ps pour une longueur de 900 m de fibre $D = -29$ ps/nm/km. Les résultats sont présentés sur la Figure 126 (b).

La trace de l'impulsion non compressée est donnée sur la Figure 126 (a). La largeur temporelle mesurée avec un récepteur de bande passante supérieur à 45 GHz est 23 ps.

La trace de l'impulsion compressée et optimisée (largeur mesurée de 6,7 ps) est présentée sur la Figure 126 (c). Le dispositif de détection est le même que pour l'impulsion non compressée.

La Figure 126 (d) présente enfin la trace du train d'impulsions non compressées à 10 GHz.

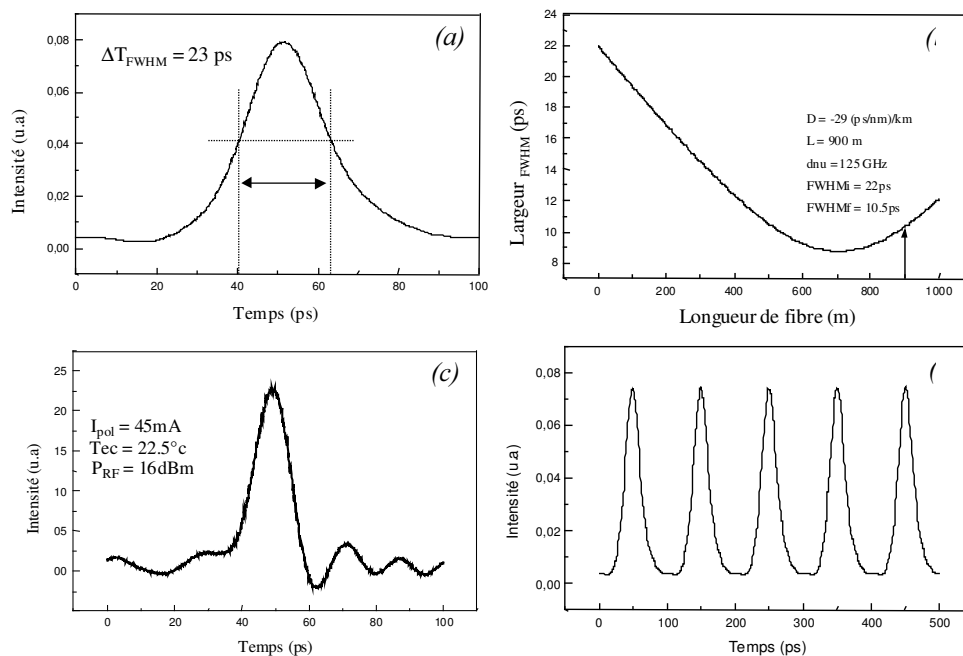


Figure 126 : Caractérisation dynamique de la source

Pour conclure, nous pouvons signaler que la source S_2 utilisée également pendant la thèse est similaire. (prototype Opto+). Sa longueur d'onde est légèrement décalée (1557 nm) et les points de fonctionnement ne sont pas exactement les mêmes.

Annexe 2

Modèle dynamique du mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs

a) introduction

Le modèle numérique que nous avons utilisé est issu des travaux de Zhou et al.²⁰⁸. Le traitement du problème du mélange d'onde suit le formalisme introduit par Agrawal²⁰⁹.

Les hypothèses de départ sont introduites dans la thèse, à savoir que le mélange d'ondes dans un milieu confiné tel que les amplificateurs à semi-conducteurs, pour lequel l'accord de phase est respecté, va générer des champs dits « conjugués ». Les champs en présence dans le SOA sont supposés colinéaires.

Le champ électrique de la sonde est noté : $\hat{E}_s = E_s(z) \exp - i(\omega_s t - k_s z)$

Le champ électrique de la pompe est noté : $\hat{E}_p = E_p(z) \exp - i(\omega_p t - k_p z)$

Les champs conjugués sont notés : $\hat{E}_{c1,2} = E_{c1,2}(z) \exp - i(\omega_{c1,2} t - k_{c1,2} z)$.

$E_j(z)$ exprime l'enveloppe lentement variable et \hat{E}_j le champ complexe pour $j = s, p, c1$ et $c2$.

Nous pouvons observer expérimentalement les différents champs sur la Figure 127, en considérant le désaccord pompe / sonde : $\Omega = \omega_s - \omega_p = \omega_p - \omega_{c1} = \omega_{c2} - \omega_s$

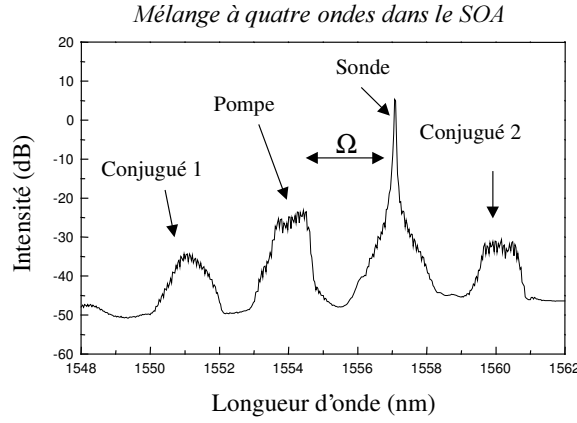


Figure 127 : Champs en interaction dans le mélange à quatre ondes

b) Le formalisme d'Agrawal

L'approche basée sur un système à deux niveaux dans la structure semi-conductrice permet de ne prendre en compte que le temps de vie des porteurs spontanés τ_e . Cette approximation utilisée par Agrawal va simplifier considérablement les équations.

La polarisation induite par les champs en présence \hat{E} , est noté \hat{P} :

$$\hat{P} = \epsilon_0 \chi(N) \hat{E} \quad (5.1)$$

avec

$$\hat{E} = U(x, y) \cdot \sum_j \hat{E}_j \quad (5.2)$$

pour $j = P, S, C1, C2$, les champs de pompe, sonde, conjugués 1 et 2 et $U(x, y)$ la répartition spatiale transverse du champ dans la zone active du SOA.

On exprime la susceptibilité diélectrique du matériau massif qui varie avec la densité de porteurs de charge N :

$$\chi = -\frac{nc}{\omega_0} (\beta + i) \times g(N) = A \times g(N) \quad (5.3)$$

On pose :

$$A = -\frac{nc}{\omega_0} (\beta + i) \quad (5.4)$$

et

$$g(N) = \Gamma a(N - N_0) \quad (5.5)$$

a est le coefficient de gain, N_0 la densité de porteurs de charge à la transparence (lorsque le gain est égal aux pertes) et Γ le facteur de confinement.

Le paramètre A traduit les variations d'indice en fonction de l'évolution de la densité de porteurs (β étant défini comme le coefficient de couplage phase / amplitude).

Nous utilisons la formule de l'évolution temporelle des porteurs de charge dans les SOA, en fonction de la puissance de pompe injectée, déjà introduite dans la thèse. Elle est obtenue à partir de l'équation de taux en négligeant le terme de diffusion des porteurs de charge, la longueur de la zone active étant petite devant la longueur de diffusion.

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N(t)}{\tau_e} - \frac{g(N(t))}{\hbar\omega_p} \langle |\hat{E}|^2 \rangle \quad (5.6)$$

En y injectant l'expression de E donnée dans (5.2), la résolution de l'équation différentielle donne l'expression de la densité de porteurs de charge :

$$N(t) = \bar{N} + [\Delta N \exp(-i\Omega t) + cc] \quad (5.7)$$

Nous y distinguons le terme statique :

$$\bar{N} = \frac{I \left(\frac{\tau_e}{qV} \right) + N_0 \left(\frac{P_{in}}{P_{Sat}} \right)}{1 + \left(\frac{P_{in}}{P_{Sat}} \right)} = \frac{I \left(\frac{\tau_e}{qV} \right) + N_0 P_0}{1 + P_0} \quad (5.8)$$

avec $P_{Sat} = \frac{\hbar\omega_0}{\Gamma a \tau_s}$ la puissance de saturation du gain, P_{in} la puissance optique injectée dans le SOA ($|\hat{E}_s|^2 + |\hat{E}_p|^2$) et P_0 la puissance optique dans le SOA, normalisée à la puissance de saturation : $P_0 = \frac{P_{in}}{P_{Sat}}$.

On distingue le terme dynamique :

$$\Delta N(t) = \frac{C(\bar{N} + N_0) \times \left(\frac{(E_p^* E_s + E_p E_s^*)}{P_{Sat}} \right)}{1 + \left(\frac{P_{in}}{P_{Sat}} \right) - i\Omega \tau_e} = \frac{C(\bar{N} + N_0) \times \left(\frac{(E_p^* E_s + E_p E_s^*)}{P_{Sat}} \right)}{1 + P_0 - i\Omega \tau_e} \quad (5.9)$$

Le facteur C est introduit phénoménologiquement et représente le facteur de recouvrement du champ dans la zone active du SOA.

On peut exprimer le gain en fonction de ces deux termes :

$$g(N) = g(\bar{N}) + [\Delta N \exp(-i\Omega t) + cc] \quad (5.10)$$

Les composantes de polarisation dans le SOA s'expriment en combinant les équations (5.1), (5.2) et (5.3).

$$\begin{aligned} P_p(z) &= \epsilon_0 A. g(\bar{N}). E_p(z) \\ P_s(z) &= \epsilon_0 A. \left[g(\bar{N}). E_s(z) + a \Delta N. E_p(z) \right] \\ P_c(z) &= \epsilon_0 A. \left[g(\bar{N}). E_c(z) + a \Delta N. E_p^*(z) \right] \end{aligned} \quad (5.11)$$

A partir de l'équation de propagation suivant z dans la zone active.

$$\frac{d^2 E_j}{dz^2} + k_j^2 E_j = \frac{\omega_j^2}{\epsilon_0 c^2} P_j \quad (5.12)$$

En introduisant les équations (5.11) en tenant compte des conditions aux limites et on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dE_p(z)}{dz} &= \alpha_0 E_p(z) \\ \frac{dE_s(z)}{dz} &= \alpha_0 E_s(z) \\ \frac{dE_{c1}(z)}{dz} &= \alpha_0 E_{c1} - \kappa(z) E_p^2(z) E_s^*(z) \exp(i\Delta k \cdot z) \\ \frac{dE_{c2}(z)}{dz} &= \alpha_0 E_{c2} - \kappa(z) E_p^*(z) E_s^2(z) \exp(i\Delta k \cdot z) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Soit α_0 le coefficient d'absorption de la pompe et g_0 le gain petit signal :

$$\alpha_0 = -\frac{(1-i\beta) \times g_0}{2(1+P_0)} \quad (5.14)$$

$$g_0 = \Gamma a N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right) \quad (5.15)$$

pour $I_0 = \frac{qV}{\tau_e} N_0$, le courant de polarisation à la transparence.

$\Delta k = 2k_p - k_s - k_{c1} = 2k_s - k_p - k_{c2}$ l'accord de phase qui est toujours respecté pour des longueurs d'interaction aussi faibles ($\approx 1\text{mm}$)

et $\kappa(z)$ le coefficient de mélange à quatre ondes. Le travail de Zhou permet de traduire simplement les mécanismes complexes qui ne sont pas pris en compte par Agrawal. Les paramètres traduisant les 3 mécanismes ne sont pas utiles pour notre cas d'étude (phénomène de variation lente du gain par rapport aux mécanismes intra-bande), mais permettent d'avoir un modèle numérique complet.

c) Approche numérique de Zhou

Nous exprimons alors le coefficient de mélange à quatre ondes prenant en compte les 3 mécanismes :

$$\kappa(z) = \frac{1}{2} \times \frac{g_0}{1+P_0(z)} \sum_{m=1}^3 \frac{1-\beta_m}{1-\Omega\tau_m} \cdot \frac{1}{P_m} \quad (5.16)$$

τ_m et P_m sont les temps de vie et les puissances de saturation associées aux différents mécanismes mis en jeu dans le processus de mélange à quatre ondes.

Le premier mécanisme (1) correspond à la modulation de la densité des porteurs de charge. Ce mécanisme est prépondérant lors du retour à l'équilibre des porteurs de charge (inter-bande). Il est régi par le temps de vie spontané des porteurs

Les mécanismes (2) et (3) sont respectivement dus à l'échauffement dynamique des porteurs et au « hole burning » spectral (lié à l'élargissement homogène de la raie laser dans les SOA). Il s'agit d'effets intra-bandes très rapides qui vont être à l'origine de la chute du gain en présence d'une impulsion saturante.

Les temps de vie caractéristiques des différents mécanismes sont rappelés dans le tableau suivant :

mécanisme	origine	Temps de vie caractéristique
(1)	Recombinaison spontanée des porteurs (inter-bande)	$\tau_1 = \tau_e \approx 200 ps$
(2)	Echauffement des porteurs (intra-bande)	$\tau_2 \approx 650 fs$
(3)	« Hole Burning » spectral (intra-bande)	$\tau_3 \approx 50 fs$

Nous passons à la résolution des équations (5.13) avec comme condition limite :

$$E_{C1}(z=0) = E_{C1}(z=L) = 0$$

Nous nous intéressons à la contribution prédominante dans notre étude ($\Omega/2\pi \gg 100$ GHz) à savoir l'influence de la modulation de la densité de porteurs. Pour le mélange à quatre ondes hautement non dégénéré, il faut prendre en compte la modulation du gain introduite par l'impulsion de pompe. Cette contribution est prise en compte dans le coefficient de mélange à quatre ondes $\kappa(z,t)$, qui intégrée en z ne va dépendre que de la puissance de pompe saturante et de la modulation du gain.

Nous pouvons enfin exprimer les champs conjugués :

$$\begin{aligned} E_{C1}(l,t) &= -\frac{E_p^2(l).E_s^*(l).\kappa(l,t).l.e^{(i\Delta k.l)}}{0.23.G_0 + i\Delta k.l} \\ E_{C1}(l,t) &= -\frac{E_p^*(l).E_s^2(l).\kappa(l,t).l.e^{(i\Delta k.l)}}{0.23.G_0 + i\Delta k.l} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Les différents paramètres de puissance optique pris par Zhou dans l'expression de κ sont :

$$P_m = P_{Sat}$$

$$P_0(t) = \text{Puissance de pompe} + \text{puissance de sonde}$$

Il définit par ailleurs les coefficients permettant de déterminer les coefficients de couplage phase / amplitude associés aux différents mécanismes.

$$c_m = \frac{g_0.l}{0.46.G_0(1-P_0)} \cdot \frac{1-\beta_m}{P_m} \quad (5.18)$$

avec comme paramètres fittés :

$$c_1 = 0,24.e^{-i(l,3)}$$

$$c_2 = 0,0027.e^{-i(l,3)}$$

$$c_3 = 0,00048.e^{-i(l,53)}$$

²⁰⁸ J. Zhou, N. Park, J.W. Dawson, K.J. Vahala, M.A. Newkirk and B.I. Miller, « Efficiency of broadband four-wave mixing conversion using semiconductor traveling-wave amplifiers », *Photonics Technology Letters*, Vol. 6 (1), 1994

²⁰⁹ G. P. Agrawal, « Population pulsation and nondegenerated four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers », *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 5 (1), 1988

Bibliographie de l'auteur

Mathilde GAY, Laurent BRAMERIE, Gwenaëlle GIRAULT, **Vincent RONCIN**, Jean-Claude SIMON, « Experimental study of reshaping retiming gates for 3R regeneration », Soumis pour la conférence OPNETEC Pise 2004

Laurent. BRAMERIE, Mathilde GAY, Gwenaëlle GIRAULT, **Vincent RONCIN**, Sylvain FEVE, Jean-Claude SIMON, « Performance of a polarization insensitive 3R optical regenerator based on a new SOA-NOLM architecture », Communication orale à ECOC Stockholm 2004

Jean-Claude SIMON, Laurent BRAMERIE, Frederic GINOVART, **Vincent RONCIN**, Mathilde GAY, Sylvain FEVE, Elodie LE CREN, Marie-Laure CHARES, « All Optical Regeneration Techniques », Annales des Télécommunications., pp. 1859-1875, 2003

Vincent RONCIN, Gwenaëlle GIRAULT, Jean-Claude SIMON, « Etude d'une porte optique régénératrice pour transmissions NRZ à 10 Gbit/s constituée d'un interféromètre non-linéaire de type NOLM avec amplificateur à semi-conducteurs », communication orale, JNOG Valence, 2003

Vincent RONCIN, Yves JAOUEN, Jean-Claude SIMON, « Optical short pulse characterization by interferometric contrast measurement method », communication par poster, ECOC Rimini, 2003

Vincent RONCIN, Mathilde GAY, Sylvain FEVE, Jean-Claude SIMON, « Compression d'impulsions par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs », communication orale, JNOG Dijon, 2002

Elodie Le CREN, Jean Claude SIMON, **Vincent. RONCIN**, Slimane. LOUALICHE, Alexandre MARCEAUX et Bertrand LAMBERT, "Effet de la cadence de répétition sur les performances d'un absorbant saturable en micro cavité pour la régénération 2R.", communication par poster, JNOG Dijon, 2002.

Jean Claude. SIMON, Frédéric GINOVART, Jean Marc GOUJON, Marie Laure CHARES, **Vincent RONCIN**, Elodie Le CREN, Sylvain FEVE et Laurent BRAMERIE, "Régénération tout-optique du signal pour les systèmes de transmission à haut débit". Conférence invitée au Colloque Effets non-linéaires et télécommunications optiques organisé par le GDR "Matériaux et fonctions de l'optique non-linéaire" à Orsay, le 5 avril 2002

Brice KERRINCKX, **Vincent RONCIN**, Patrick EVEN, David PUREUR, « Conception d'un nouveau model analytique pour fibre de puissance monomode à fibre double Clad, et réalisation expérimentale d'un laser de puissance à 1100 nm », communication par poster, JNOG Toulouse, 2000

Patrick EVEN, **Vincent RONCIN**, Brice KERRINCKX, David PUREUR, « Theoretical Study of Ytterbium-doped double-clad fiber for laser application », communication orale, SPIE Optical Devices for Fiber Communications II , San Diego, 2000

EXPERIMENTAL STUDY OF RESHAPING RETIMING GATES FOR 3R REGENERATION

M. Gay, L. Bramerie, G. Girault, V. Roncin, J.-C. Simon

Laboratoire d'Optronique, CNRS UMR 6082 FOTON,

Groupe d'Intérêt Scientifique FOTON,

ENSSAT/Université de Rennes1, 6 rue Kerampont, BP.447 22305 Lannion Cedex, France,

e-mail : Simon@enssat.fr

Abstract: The linear degradation of the bit error rate as a function of the number of regenerators is experimentally observed, with an optoelectronic or with an original all-optical 3R repeater. We demonstrate that Q factor measurements are not suitable for a correct assessment of optical links incorporating 2R or 3R regenerators.

1. INTRODUCTION

Some optoelectronic and all-optical regenerators enabling Re-amplification, Reshaping (2R) and Re-timing (3R) have shown their capability to ensure high bit-rate ultra-long haul transmission systems [1]. Noise distribution and Bit Error Rate (BER) evolution through this kind of device are of great interest to understand basic features of regeneration. In this paper, we show experimentally the BER evolution through different kinds of Non Linear Gates (NLG). We finally compare Q factor and BER measurements in optical transmission links including 3R regenerators.

2. EXPERIMENTAL SET UP

Experiments were carried out with an optical or with an optoelectronic (O/E) regenerator in order to compare two types of 3R regenerators. One is ideal (the

optoelectronic one) which presents a step-like shape of the transmission versus input power characteristics, while the other one (the optical regenerator) presents a smoother S-shape. Both regenerators have the same O/E retiming device to ensure 3R regeneration.

2.1 Transmission experiment

The 10 Gbit/s transmission experiment is carried out with a 100 km recirculating loop composed of two 50 km Non-Zero Dispersion Shifted Fibre (NZDSF) spans, with chromatic dispersion of 4ps/nm/km. The fibre link dispersion is compensated (DCF). Figure (1) shows the experimental set-up of the recirculating loop.

Losses are compensated by Erbium Doped Fibre Amplifiers (EDFA) and counterpropagating Raman pumping ensuring a low noise accumulation line. The transmitter consists of a $2^{15}-1$ pseudo-random bit sequence combined with a logical gate which produces an RZ electrical signal. This signal modulates the optical 1552 nm source thanks to a LiNbO₃ modulator which produces a 50 ps full width at half maximum signal. The signal is injected into the recirculating loop thanks to Acousto-Optic Modulators (AOM).

Noise is artificially included in the loop using an Amplified Spontaneous Emission source (ASE) in order to degrade the Optical Signal to Noise Ratio (OSNR) in front of the regenerator. That is necessary to measure a BER in regenerated signal experiments [2].

A polarization scrambler (polarization modulation frequency ~ 1 MHz) is placed in front of (in the optical case) or behind (in the optoelectronic case) the regenerator in order to take polarization effects into account.

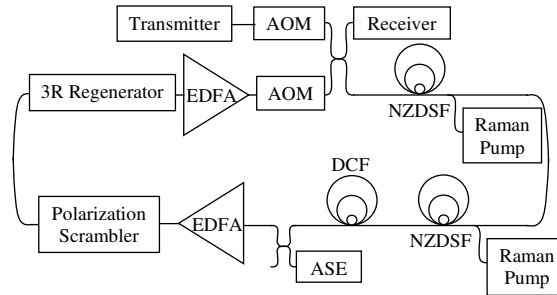


Fig. 1: Recirculating loop.

2.2 Optical regenerator's architecture

The optical regenerator is made of two SOA-based wavelength converters. The first converter consists of a Non-Linear Optical Loop Mirror whose non-linear element is a SOA (SOA-NOLM) [3]. The second wavelength converter is a Dual Stage of SOA (DS-SOA) [4]. Figure (2a) represents the all-optical regenerator scheme.

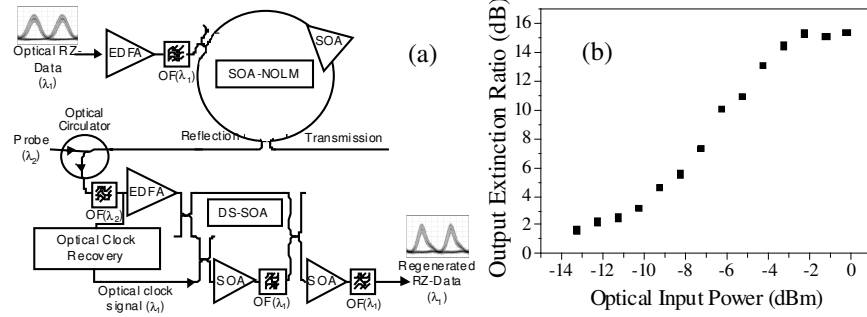


Fig. 2a: All-optical regenerator architecture.

Fig 2b: Output extinction ratio as a function of input power with an input extinction ratio of 15 dB.

The SOA-NOLM is based on a Sagnac interferometer which is intrinsically more stable than all-fibre Mach-Zehnder Interferometers (MZI) provided that fibre arms are short enough. In our case, polarization maintaining fibres are used in order to improve the stability.

Regeneration with NOLM has already been investigated [5] but never, to our knowledge, in a reflective configuration. This allows a better stability with regard to the phase effects and a data output inversion which reduces the converter's polarization dependence.

The DS-SOA as the second wavelength converter stage is an original architecture. In addition to converting the signal back to the initial signal wavelength and to creating a second data output inversion, it improves the output extinction ratio by more than 4 dB. Moreover, the DS-SOA is composed of low polarization sensitivity SOA (0.5 dB) from Alcatel. Consequently, combined with the SOA-NOLM, this results in a polarization insensitive reshaping gate.

The extinction ratio of the overall regenerator is 14 dB for a minimum input extinction ratio of 8 dB. Figure (2b) shows the output extinction ratio versus input power characteristics of the global regenerator that presents an S-shape required for reshaping [6].

2.3 Optoelectronic regenerator architecture

The optoelectronic regenerator has a classical architecture presented on figure (3). It is composed by a 10 GHz PhotoDiode (PD) feeding a Broadband Amplifier (BA) followed by a limiting amplifier. One output of the amplifier is used to recover the clock, the second one feeds the Decision Flip-Flop (DFF). After being amplified by a broadband amplifier, the reshaped and retimed electrical signal finally modulates a local DFB laser through a LiNbO₃ modulator.

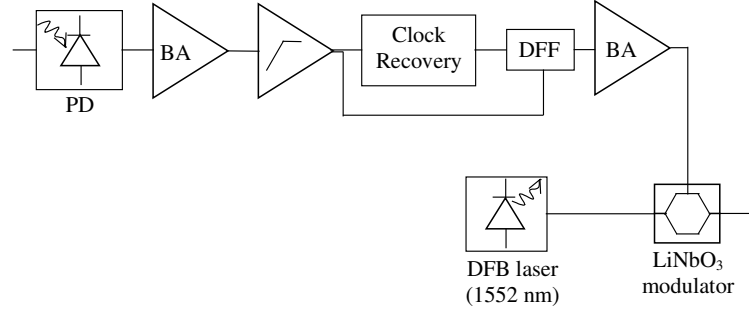


Fig. 3: Optoelectronic regenerator architecture.

3. BIT ERROR RATE EVOLUTION THROUGH A RESHAPING RETIMING GATE

We experimentally show BER evolution with the number of laps for the first time to our knowledge with the two regenerators described above. Results are presented on figure (4) with an OSNR of 17 dB (measured on 0.1 nm). Through the ideal gate (the step function), as initially theoretically reported in [7], the BER in a transmission line with regenerators, linearly increases with the number of concatenated regenerators:

$$BER \approx N \cdot \exp(-k \cdot OSNR) \quad (1)$$

with N the number of laps, k a suitable constant and OSNR the Optical Signal to Noise Ratio at first lap.

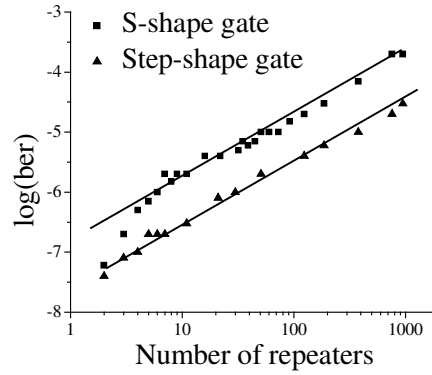


Fig. 4: Experimental BER evolution as the number of laps for an initial OSNR of 17 dB (measured on 0.1 nm).

Through the S-shape NLG, such a linear evolution is observed after about ten laps, this can be explained by the fact that when concatenating the S-shape gate ten times, it tends toward a step function as the transfer function is raised to the tenth power.

Consequently the BER is strongly dependent on the OSNR in front of the first regenerator. The key point will then be to locate the repeater at an early enough stage in order to match a targeted BER for a given link length.

4. Q FACTOR AND BER THROUGH A NON LINEAR GATE

The BER is commonly expressed as a function of the Q factor as:

$$BER = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad (2)$$

When the BER is not directly measurable (typically $BER < 10^{-10}$), it is deduced from the Q factor measurement [8]. Pertinence of BER measurement deduced from Q factor measurement is studied in that part.

BER was studied as a function of decision threshold at different points of the transmission link. Experimental results are presented on figure (5).

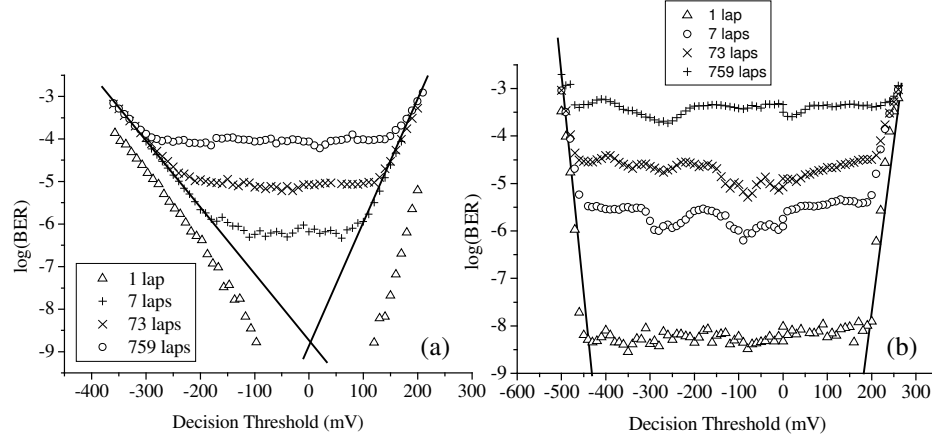


Fig. 5: BER evolution as a function of decision threshold with the all-optical (a) and the optoelectronic (b) regenerators.

The first thing to be noticed is that the BER reaches a plateau, consequently the BER is almost independent of the decision threshold, and the decision is taken by the regenerator through a NLG.

Secondly, in the S-shape case, the plateau width becomes broader as the number of laps increases, namely as the gate tends to a step-like shape. This is the reason why in the step-like shape case, the plateau width remains identical.

On figure (5), extrapolation of the sides is plotted to deduce the Q factor. This measurement would have led to the same deduced BER value, whereas the direct BER measurement leads to an increase of one decade when the lap number is multiplied by ten. As a consequence, we can conclude that Q factor measurement is inadequate to deduce BER evolution as soon as non linear gates are introduced in the transmission line.

5. CONCLUSION

Signal degradation through different non linear gates was investigated experimentally in this paper. The linear degradation of the BER as a function of the number of regenerators was observed, as predicted by the theory, with an optoelectronic or with an original all-optical 3R repeater. Then, to enhance transmission performance, repeaters must be located early enough in the line in order to reach a targeted BER at the link end-side. Also a BER versus decision threshold study leads to the conclusion that Q factor measurement is not an adequate assessment way for optical transmission links including 2R/3R regenerators.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the “Ministère de la Recherche et des Nouvelles Technologies”, the “Conseil Régional de Bretagne”, and the European Commission (FEDER).

REFERENCES

- [1] O. Leclerc et al., “Optical regeneration at 40 Gbit/s and beyond”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no.11, pp. 2779–90, nov. 2003.
- [2] W. Kuebart et al., “40 Gbit/s transmission over 80 000 km dispersion shifted fibre using compact opto-electronic-3R regeneration”, *proc. Europ. Conf. Optical. Comm.*, MO4.3.1, 2003.
- [3] M. Eiselt et al., “SLALOM : Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Mirror”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 2099–2112, 1995.
- [4] J-C. Simon et al., “Two stages wavelength converter with improved extinction ratio”, in *Proc Opt. Fiber Comm San Jose*, PD15-2, 1995.
- [5] F. Segueineau et al., “Experimental demonstration of simple NOLM-based 2R regenerator for 42.66 Gbit/s WDM long-haul transmissions”, in *Proc Opt. Fiber Comm*, WN4., 2004.
- [6] J-C. Simon et al., “All-optical regeneration techniques”, *Ann. Telecommun.*, vol. 58, no. 11-12, nov. 2003.
- [7] P. Öhler et al., “Noise accumulation and BER Estimates in Concatenated Nonlinear Optoelectronic Repeaters”, *Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 1011, July 1997.
- [8] N.S. Bergano, “Margin measurements in Optical Amplifier Systems”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 5., no. 3, march 1993.

Performance of a Polarization Insensitive 3R Optical Regenerator Based on a new SOA-NOLM Architecture

L. BRAMERIE, M. GAY, G. GIRAULT, V. RONCIN, S. FEVE, J.C. SIMON

Laboratoire d'Optronique, CNRS UMR FOTON 6082

ENSSAT / Université de Rennes1, 6 rue Kerampont, F22300 LANNION, France, e-mail: Simon@enssat.fr

Abstract A polarization insensitive 3R-optical regenerator, based on an original two-stage SOA discriminating gate, is experimentally investigated in a 100 km recirculating loop at 10 Gbit/s. At least 1000 regenerating repeater cascades is demonstrated (100000 km).

Introduction

All-optical regeneration enabling Re-amplification, Reshaping (2R) and Re-timing (3R) is of great interest to ensure high bit-rate ultra-long haul transmission systems.

In this context, SOA-based interferometers are promising for 3R optical regeneration [1].

In this paper a 3R optical regeneration operation is reported, for the first time with a polarization insensitive SOA-NOLM configuration in a 100 000 km transmission experiment.

The 3R optical regenerator consists of two wavelength converters based on Semiconductor Optical Amplifiers (SOA) which turns out to be a quite original and robust configuration.

The analysis of signal degradation is presented thanks to Bit-Error-Rate (BER) accumulation measurements through successive laps in a recirculating loop. Both regenerated and non-regenerated (only linear amplification) configurations are compared.

Regenerator architecture

Our optical regenerator is made of two SOA-based wavelength converters. The first converter consists of a Non-Linear Optical Loop Mirror whose non-linear element is a SOA (SOA-NOLM) [2]. The second wavelength converter is a Dual Stage of SOA (DS-SOA) [3]. Figure 1 represents the all-optical regenerator scheme.

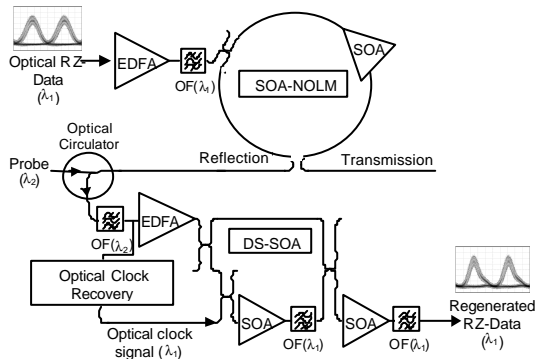


Fig. 1: All-optical regenerator architecture.

The SOA-NOLM is based on the Sagnac interferometer which is intrinsically more stable than all-fibre Mach-Zehnder Interferometers (MZI) [1] provided that fibre arms are short. In our case, Polarization Maintaining fibres are used in order to improve the stability.

Regeneration with NOLM has already been investigated [4] but never, to our knowledge, in a

reflective configuration. This permits a better stability with regard to the phase effects and a data output inversion which reduces the converter's polarization dependence.

The DS-SOA as the second wavelength converter stage is an original architecture. In addition to converting the signal back to the initial signal wavelength and to creating a second data output inversion, it improves the output extinction ratio by more than 4dB. Moreover, our DS-SOA is composed of low polarization sensitivity SOA (0.5 dB) from Alcatel. Consequently, combined with the SOA-NOLM, that results in a polarization insensitive reshaping gate.

The extinction ratio of the overall regenerator is 14 dB for a minimum input extinction ratio of 8 dB. Figure 2 shows the transmission versus input power characteristics of the global regenerator that presents an S-shape required for reshaping [5].

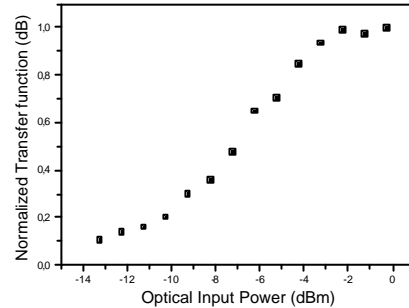


Fig.2: Regenerator normalised transfer function.

Finally the optical clock recovery required for a 3R regeneration is based on a classical opto-electronical clock recovery.

Transmission experiment

The 10 Gbit/s transmission experiment is carried out with a 100 km long recirculating loop composed of 2 50 km, Non-Zero Dispersion Shifted Fibre (NZDSF) spans, with a chromatic dispersion of 4ps/nm/km. The fibre link dispersion is partially (+5ps/nm cumulated) compensated (DCF). Figure 3 shows the experimental set-up of the recirculating loop.

Span input power is set to -10 dBm. Losses are compensated by Erbium Doped Fibre Amplifiers (EDFA) and counterpropagating Raman pumping ensuring a low noise accumulation line.

The transmitter consists of a $2^{15}-1$ pseudo-random bit sequence combined with a logical gate which

produces an RZ electrical signal. That signal modulates the optical 1552 nm source thanks to a LiNbO₃ modulator which produces a 50 ps Full Width at Half Maximum signal. The signal is injected into the recirculating loop thanks to Acousto-Optic Modulators (AOM).

Noise is artificially included in the loop using an Amplified Spontaneous Emission source (ASE) in order to degrade the Optical Signal to Noise Ratio (OSNR) in front of the regenerator. That is necessary to measure a BER in regenerated signal experiments [6].

A polarization scrambler (polarization modulation frequency ~ 1 MHz) is placed in front of the regenerator in order to analyse its polarization dependence.

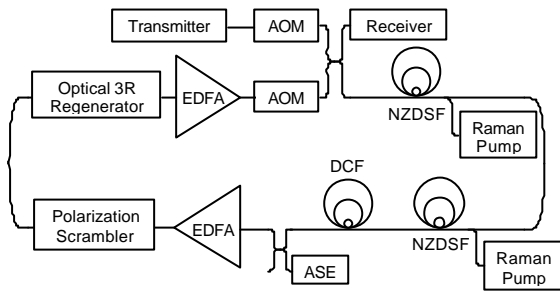


Fig.3: Recirculating loop.

Results

With an OSNR of 33 dB (measured on a 0.1 nm bandwidth) no error was measured during 30 minutes ensuring a BER better than 10^{-10} after a 100 000 km propagation.

We have then investigated the regenerating behaviour with respect to the input OSNR degradation. Figure 4 presents the BER evolution with the number of laps when the signal is artificially degraded (OSNR of 21 dB (triangles) and 24 dB (squares)).

First without regenerator (empty symbols), less than 10 laps could be achieved with an acceptable BER. This is not surprising since the BER accumulation in a linearly amplified transmission link varies as [7]:

$$BER \approx \exp\left(-k \cdot \frac{OSNR}{N}\right),$$

where N is the laps number and k is a suitable constant.

Now, including the regenerator (full symbols), at least 1000 laps could be achieved at a BER of 10^{-8} (without Forward Error Correction (FEC)) for an input OSNR as low as 24 dB.

For a perfect reshaping gate, the BER accumulation should increase linearly with the number of laps in the regenerated transmission [5,7]:

$$BER \approx N \exp(-k \cdot OSNR).$$

Our results show that this is not the case, owing to the smoother S-shape transmission gate. However the regeneration effect is clearly demonstrated as the BER increases by less than half a decade between lap 10 and 100 (OSNR 24 dB). It is to notice that the linear region happens after around 20 (respectively 40) laps with an OSNR of 21 dB (resp. 24 dB).

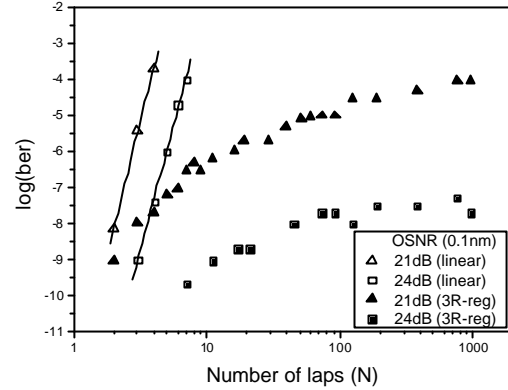


Fig.4: BER evolution with the laps number of a linear and a regenerated transmission at different OSNR.

The number of laps for which the BER evolution becomes linear is different for each OSNR because the slope of the transfer function is different as the reshaping gate is optimized for each OSNR.

This BER measurement as a function of the OSNR can give an estimation of the span length between two regenerators required for a given signal degradation. Typically, for the present transmission line, the signal could be regenerated every 800 km for a BER of about 10^{-8} at 1000 laps (without FEC).

Conclusion

We have reported on a new stable, polarization insensitive, all-optical 3R regenerator architecture based on SOA gates fully compatible with photonic integration. Using a 100 km recirculating loop experiment, a cascade of at least 1000 repeaters has been assessed with no error detected. The operating speed could be extended to 40 Gbit/s using more recent SOA chips.

Acknowledgements

This work was supported by the Ministère de la Recherche et des Nouvelles Technologies, the "Conseil Régional de Bretagne", and the European Commission (FEDER).

References

- [1] L. Billès et al., ECOC 1997
- [2] M. Eiselt et al., J. Lightwave. Technol., 13 (1995), pp. 2099-2112
- [3] J.C. Simon et al., OFC 1995, PD15-2
- [4] F. Segueineau et al., OFC 2004 WN4
- [5] J.C.Simon et al., Ann. Telecom., 58 (2003), no. 11-12, pp. 1708-1724
- [6] O.Leclerc et al., ECOC 2000, PD3.5
- [7] P.Öhler et al., Photon. Technol. Lett., 9 (1997), no. 7, pp. 1011

All optical regeneration techniques

Jean-Claude SIMON*, Laurent BRAMERIE*, Frédéric GINOVART*, Vincent RONCIN*,
Mathilde GAY*, Sylvain FEVE*, Elodie LE CREN*, Marie-Laure CHARES*

Abstract

Basic principles of all-optical signal regeneration are presented, and main state-of-art techniques are reviewed. Optical fiber and semiconductor based devices are addressed, and some recently reported 2R and 3R signal regeneration experiments are discussed.

Key words:

TECHNIQUES DE RÉGÉNÉRATION TOUT OPTIQUE

Résumé

Les principes de base de la régénération tout optique de signaux de télécommunication sont présentés, ainsi qu'une revue des principales techniques actuellement étudiées, concernant principalement les dispositifs à fibre et à semi-conducteurs. Quelques récentes expériences de régénération 2R et 3R sont également considérées.

Mots clés :

Contents

- | | |
|---|---|
| I. Introduction | V. Regenerator building blocks |
| II. Main signal degradations | VI. Some recent results on optical regeneration |
| III. Principle of 2R and 3R optical regeneration | VII. Conclusion |
| IV. Basic features of reshaping (2R) optical regeneration | References (51 ref.) |

* Laboratoire d'Optronique, CNRS UMR 6082 ; Groupement d'Intérêt Scientifique foton ; ENSSAT/Université de Rennes, 6 rue de Kerampont, F22305 Lannion, France ; Phone: 33 (0)2 96 46 66 92 ; Fax: 33 (0)2 96 37 01 99 ; e-mail: simon@enssat.fr

I. INTRODUCTION

Record terabit/s point-to-point transmission systems over more than 2000 km have been reported [1], based on dispersion managed non-linear transmission techniques, without need for any regeneration device, except for simple linear optical amplifiers. However, if terrestrial photonic networks featuring dynamic routing capability are considered, more sophisticated regeneration schemes could be necessary in order to compensate for signal quality discrepancies between high data rate WDM channels which could be routed at different times over variable distances. Although classical optoelectronic regenerators constitute an attractive solution for single channel, single data rate transmission, it is not clear whether they could be a cost effective solution in a tremendously growing data bandwidth scenario. All optical regenerators, based on components which can process low as well as high bit rates signals could be an interesting alternative. In this summary, we briefly review 2R (reshaping repeater) and 3R (retiming, reshaping repeater) optical regeneration schemes for high speed optical signal processing, based on different technologies such as fibers or semiconductors.

II. MAIN SIGNAL DEGRADATIONS

Main signal degradations in fiber systems arise from amplified spontaneous emission (ASE) due to optical amplifiers, pulse spreading due to group velocity dispersion (GVD), which can be corrected through passive dispersion compensation schemes, polarisation mode dispersion (PMD). Non-linear distortions due to Kerr non-linearity, such as cross-phase modulation which can be responsible for time jitter in WDM systems, or Raman amplification which can induce channel average power discrepancies, could impact system performance in 40 Gb/s (and of course above) WDM long haul systems.

III. PRINCIPLE OF 2R AND 3R OPTICAL REGENERATION

III.1. 2R regeneration

If time jitter is negligible, simple amplification and reshaping processes are usually sufficient to maintain signal quality over long distances by preventing from noise and distortion accumulation. A 2R regenerator mainly consists of a linear optical amplifier followed by a data-driven non-linear optical gate (NLOG). If the characteristics of gate transmission versus signal intensity yields a thresholding and limiting behaviour, then signal extinction ratio can be improved and ASE amplitude noise partly reduced. There are two different schemes for 2R regeneration (see Fig. 1):

- i) “2R self-regeneration” scheme (fig. 1-a) in which the incident signal propagates on the same optical carrier throughout the reshaping gate. In this case, incident signal is usually transferred with an improved extinction ratio but with only partial noise reduction, depending on the shape of the light transmission versus power slope. For example, if the gate is a saturable absorber, noise on symbol “0” is reduced while noise on symbol “1” is increased or at best not changed. In the case of a saturable amplifier, the opposite situation occurs. This regeneration scheme is the simplest one. The contrast ratio of the gate (ratio of transmission factor of “1” and “0”) generally need not be very high in most of applications, typically 5 dB.
- ii) “2R cross-regeneration” scheme (fig. 1-b): in this case, the data are fed to the gate together with a “clean” (low noise) cw laser light source, which intensity is non-linearly modulated by the data. If the transmission versus power curve yields a steplike shape, output signal extinction ratio (ratio of symbol “1” power to symbol “0” power) can be improved wrt input, and normalized noise variance can be reduced on both “1” and “0” symbols. In addition, the accumulated chirp can be suppressed. However this scheme usually requires an optical filter to reject the incident wave, and also a good contrast ratio of typically 10 dB. Note that regeneration can be obtained even if the gate is inverting, e.g. with a saturable amplifier.

A common requirement for 2R regeneration schemes is the response speed of the gate : the gate transmission has to “adiabatically” follow the instantaneous signal power, which requires a gate recovery time usually much shorter than the bit time duration.

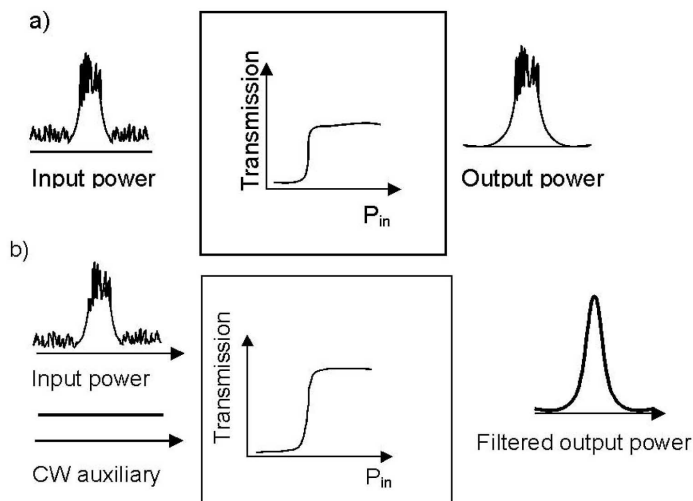


FIG. 1 – Sketch of 2R regeneration schemes with non-inverting gates:

a) self-regeneration ; b) cross-regeneration.

schémas de principe de régénération 2R à base de portes non-inverseuses :

a) auto-régénération ; b) régénération croisée.

III.2 3R Regeneration

When jitter accumulation is also a problem, e.g. owing to cross-phase modulation (XPM) in WDM systems, or pulse edge distortions due to finite response time of non-linear signal processing devices (e.g. wavelength converters), or uncompensated polarization mode dispersion, then 3R regeneration might be necessary. Here again, we can consider two different types of resynchronising regenerators.

- i) “Data driven” 3R regenerator (3R): fig. 2 shows the basic structure of a conventional optical 3R regenerator [2], in which the non-linear optical gate is “data driven”. This scheme mainly consists of an optical amplifier, a clock recovery block providing an unjittered short pulse clock stream, which is then modulated by a data driven non-linear optical gate block.

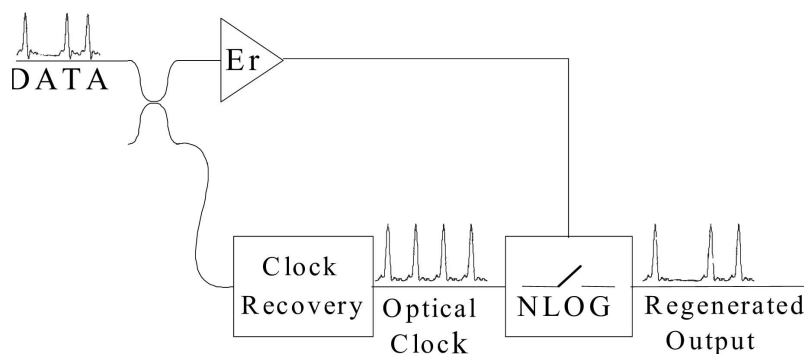


FIG. 2 – Principle of optical data driven 3R regeneration.

Principe de régénération 3R à commande par le signal d'information.

In this case the contrast ratio needs to be high (> 10 dB) but the gate recovery time can be of the same order of magnitude than the bit time slot, at least when clock pulses are short enough. Notice that this scheme is simple with an RZ format, but could also be implemented for an NRZ format, with some additional complexity.

- ii) “Synchronous Modulation” 3R regenerator (SM3R): this technique is particularly efficient with “pure” soliton pulses [3, 4]. It has recently been adapted for dispersion managed (DM) soliton transmission systems [Leclerc et al.]. It consists of combining the effects of a localized “clock driven” synchronous modulation of data, filtering, and line fiber non-linearity, which results in both timing jitter reduction and amplitude stabilization. Fig. 3 shows the principle of one of the possible SM3R schemes for DM soliton. The high dispersion fiber first converts the amplified pulse into a “pure” soliton. The filter blocks the unwanted ASE, but has also an important role in stabilizing the amplitude in the regeneration span. The data are then synchronously sinusoidally

modulated through an intensity or phase modulator, driven by the recovered clock (here an electrically recovered clock).

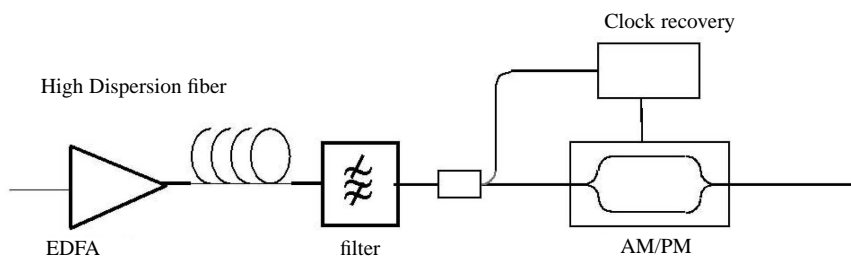


FIG. 3 – Principle of synchronous modulation (sm3R) optical regeneration.

Principe de la régénération 3R par modulation synchrone.

Let us consider for example the case of synchronous intensity modulation: the modulator imposes a sinusoidally shaped transmission, with a well suited extinction ratio. The maximum transmission is centered on the time slot center. If a pulse is “late”, the transmission vs time slope of the modulator transmission is negative (closing), and will attenuate more the trailing edge: the pulse is thus distorted, and owing to subsequent non-linear propagation, the distorted pulse will recover progressively a soliton shape (with some energy loss to continuum), but its energy centre of gravity will move closer to the time slot centre where the modulator transmission is maximum (stable point). A symmetric reasoning holds for an “ahead” pulse, for which the leading edge is more attenuated than the trailing edge, so the pulse is pulled back to the time slot center. Note also that the “out of time slot” ASE background is attenuated.

Phase modulation is also a way to correct timing jitter with the interplay between modulator induced frequency shift and chromatic dispersion effects [5]

IV. BASIC FEATURES OF RESHAPING (2R) OPTICAL REGENERATION

We would like to stress here some basic features of reshaping regenerators (we assume first no timing jitter). The main interest of 2R optical regeneration is to prevent from noise accumulation in a transmission line including a cascade of optical amplifiers. Ohlen et al. [6] have shown that the signal BER accumulation scales as:

$$BER \approx \exp\left(-k \frac{SNR}{N}\right) \text{ for linear amplifiers}$$

$$BER \approx N \exp(-kSNR) \text{ for perfect 2R reshapers}$$

where SNR is the signal to noise ratio, N is the rank of the repeater and k a suitable constant. One can obviously see the advantage of avoiding noise accumulation with a reshaping repeater, as BER accumulates only linearly. So the key point will be to locate the repeater at an early enough stage in order to start with a very low BER, depending of the targetted link.

Ohlen et al. [6] have proposed a non-linearity parameter γ which is well suited to optical or optoelectronic repeaters of the 2R “cross-regeneration” types. We propose here to use another description which also applies to 2R “self-regeneration” types, and also accounts for finite “low” input level transmission factor which can be responsible for non ideal improvement of signal extinction ratio.

A non-linear optical gate has a typical power transmission versus input power curve as shown in Fig. 4.

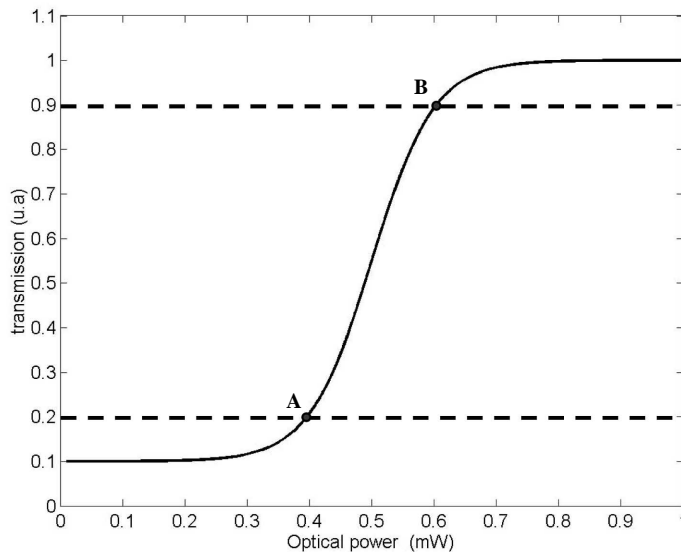


FIG. 4 – Non-linear optical gate parameters.

Paramètres d'une porte optique non-linéaire.

We propose here some parameters which allow to roughly characterize the NLOG. We consider characteristics points A and B. Point A corresponds to the input power P_{min} where the non-linear regime starts with increasing power: at this point, we consider the transmission factor is 10% higher than the zero input power transmission. Similarly, point B corresponds to an input power P_{max} where the transmission is 10% below the maximum gate transmission. Let's define:

– Contrast Ratio:	$CR = T_{max}/T_{min}$
– Discrimination Factor:	$DF = (P_{max} - P_{min})/(P_{max} + P_{min})$
– Threshold power:	$P_{th} = (P_{max} + P_{min})/2$
– Noise transmission factor	$NTF_{cross} = \frac{P_{in}}{T(P_{in})} \frac{dT}{T(P_{in})}$ for cross-regeneration
	$NTF_{self} = 1 + \frac{P_{in}}{T(P_{in})} \frac{dT}{TP_{in}}$ for self-regeneration

These parameters could as well apply to an inverting gate (such as a saturable amplifier). A good non-linear gate efficiency is thus characterized by a high CR , small DF and $NTF < 1$ figures.

IV.1. Power probability density function evolution through a reshaping gate

The aim of a reshaping gate is to improve the *signal* noise characteristics, which can generally be represented by the optical field probability density function (pdf). If we only consider intensity dependent nonlinear processes, and focus only on the power pdf, it can be easily shown that the output power pdf are given by the following expressions:

i) “Cross regeneration”

First, if we consider an input process X , a nonlinear transformation f and the resulting output process Y , we have:

$$(1) \quad \rho_Y(y) = \rho_X(f^{-1}(y)) \cdot \frac{1}{|f'(f^{-1}(y))|} \text{ with } \begin{cases} y = f(x) \\ \rho_X : \text{pdf of } X \\ \rho_Y : \text{pdf of } Y \end{cases}$$

Now we consider S , D , T and R for the optical intensity of cw laser light source, D the optical intensity of Data, T the transmission of NLOG and R the optical intensity of regenerated data. We have : $R = S \times T$ and $T = f(D)$ with f the transmission function of the NLOG. We note $\rho_X(x)$ the probability density function of x variable. We can write:

$$(2) \quad \rho_R(r) = \int_0^{+\infty} \rho_s(s) \cdot \rho_T\left(\frac{r}{s}\right) ds$$

If we combine equation 1 and 2, we obtain :

$$(3) \quad \rho_R(r) = \int_0^{+\infty} \rho_s(s) \cdot \rho_D\left(f^{-1}\left(\frac{r}{s}\right)\right) \cdot \frac{1}{\left|f'\left(f^{-1}\left(\frac{r}{s}\right)\right)\right|} ds$$

The cw laser light source has a low noise, $\rho_s(s) = \delta(s - s_m)$ with s_m the mean optical power.

We obtain:

$$(4) \quad \rho_R(r) = \rho_D\left(f^{-1}\left(\frac{r}{s_m}\right)\right) \cdot \frac{1}{\left|f'\left(f^{-1}\left(\frac{r}{s_m}\right)\right)\right|} ds$$

Let's now use these results in order to consider the signal BER evolution in different circumstances

IV.2. Signal Bit Error Rate evolution through a reshaping gate

An interesting point which has not been widely discussed is the signal BER evolution through a reshaping gate.

Let us consider a binary OOK modulated signal which has been degraded by amplified spontaneous emission (ASE) through an optical amplifier. Figure 5a shows the pdf of "1" and "0" symbol power corresponding to an optical signal to noise ratio (OSNR) of 19 dB in a bandwidth of 0.1 nm, and with an extinction ratio (ER) of 8,1 dB.

i) Now, let us first assume we use a binary "ideal" intensity receiver, for which there is no "electronic" noise (thermal noise), so that the output voltage accurately reproduces the signal optical fluctuations (which means also that shot noise can be neglected wrt excess noise). Curve 5b shows the BER versus decision threshold. We see that there is a minimum BER of 10^{-14} at the optimum threshold. Now, we transmit the optical signal through a perfect staircase shape transmission factor reshaping gate as shown on fig. 5c. The output signal power pdf is strongly modified as it can be seen in fig. 5d. The rms deviations of noise distributions are considerably narrowed, but the tails remain at a high level. This "noise redistribution" has initially been observed by [7] Now, let's use again the previously considered "ideal" receiver to detect the reshaped signal. Fig. 5e shows the result: the minimum BER is equal to the initial signal BER, which proves that the *signal* minimum BER cannot (logically) be improved.

ii) Let us now consider a theoretical experiment involving the perfect 2R nonlinear gate considered above, and a typical 10 Gbit/s commercial receiver which is degraded by thermal noise, so that the minimum required power @ BER = 10^{-9} is about - 17 dB (well above the shot noise limit). Fig. 6 shows standard receiver sensitivity curves (BER vs received power on receiver) corresponding to three situations:

- Curve 6a shows the back-to-back (BB) sensitivity curve of this receiver for an (almost) perfect 10 Gbit/s optical signal (OSNR = 40 dB in 0,1 nm) which would be equivalent to a pure laser source.
- Curve 6b corresponds to the ASE degraded signal which was just considered in fig. 5 : we see that an error rate floor appears owing to the 19 dB OSNR in 0,1 nm.
- Curve 6c corresponds to the received regenerated signal. We see somewhere (region A) a reduced penalty wrt the unregenerated case, which is not due to a reduced BER in the

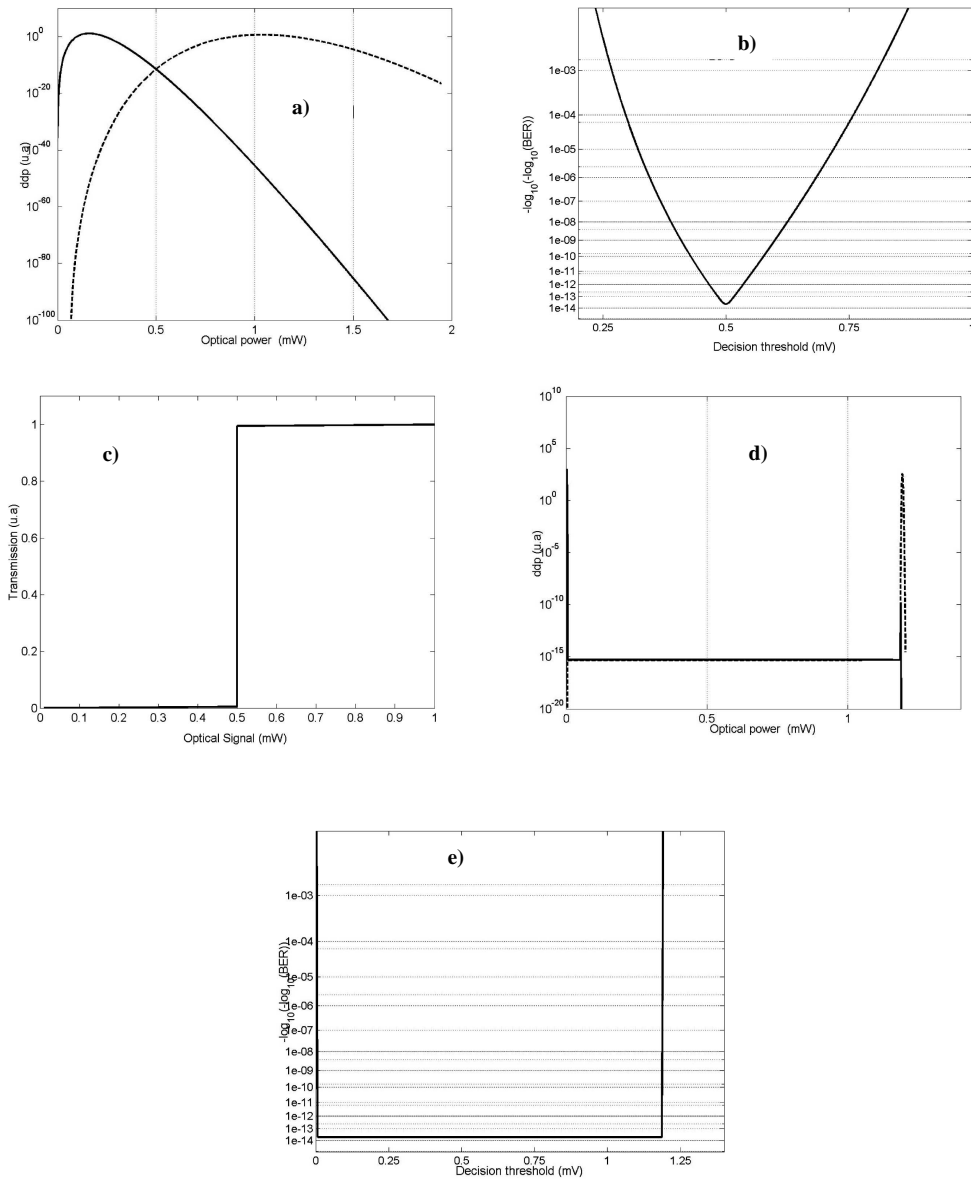


FIG. 5 – pdf and BER evolution through a non-linear optical gate for 2R cross-regeneration :
 a) input mark and space power pdf for OSNR= 19 dB and Extinction ratio= 8.1 dB ; b) BER vs decision threshold for an “ideal” detector ; c) NLOG transmission vs input power ; d) NLOG output mark and space power pdf ; e) NLOG output BER vs decision threshold for an “ideal” detector.

Évolution des ddp et du BER à travers une porte optique non-linéaire pour une régénération croisée
 a) ddp de la puissance des symboles “zéro” et “un” pour un OSNR = 19 dB et un taux d’extinction de 8.1 dB ; b) BER en fonction du seuil de décision pour un détecteur “idéal” ; c) Transmission de la porte optique non-linéaire en fonction de la puissance en entrée ; d) ddp de la puissance des symboles “zéro” et “un” en sortie de la porte optique non-linéaire ; e) BER en sortie de la porte optique non-linéaire en fonction du seuil de décision pour un détecteur “idéal”.

signal, but is rather due to the fact that the extinction ratio has been improved by the regenerator. When the incident regenerated signal power is high enough on the receiver (region B) we see that the optimum BER is exactly the same as in the unregenerated case.

From these observations, we deduce the following points regarding 2R regeneration:

- first, the regenerated signal does not have a better optimum BER (i.e. with an optimum threshold) than the original signal. “Negative” penalties which are sometimes reported arise from the improvement of the *receiver* operating conditions by the regenerator, but this does not mean there are less errors in the signal.
- second, the regenerators should always be located “early” enough in the line, at a point where the signal BER is weak enough, as it can only increase, with a linear scaling vs. the number of repeaters at best.
- third, the only way to characterize the quality impact of *signal* regeneration is by cascading many regenerators in a link, for example through a recirculation loop [8], and to operate the receiver in conditions where its own noise is not the limiting factor (i.e. at high signal power levels). However, characterizing a regenerator just in front of a receiver can give informations on the regenerator own noise only if the receiver is less “noisy” than the 2R regenerator.

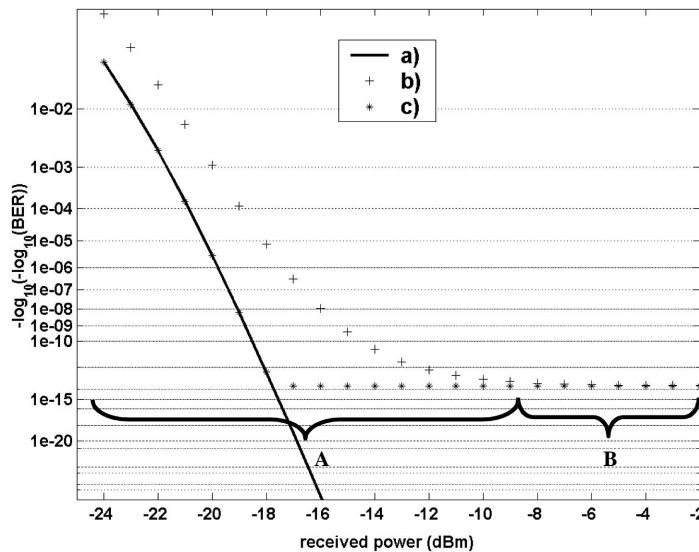


FIG. 6 – Calculated BER vs received power with a typical commercial 10 Gbit/s optical receiver:
a) with a perfect optical signal ; b) with an ASE degraded optical signal (OSNR= 19 dB ; ER=8.1 dB) ;
c) with regenerated optical signal.

Simulation du BER en fonction de la puissance reçue par un récepteur optique commerciale classique à 10 Gbit/s: a) avec un signal parfait ; b) avec un signal optique dégradé par l'ESA (OSNR= 19 dB ; ER = 8,1 dB), c) avec le signal optique régénéré.

V. REGENERATOR BUILDING BLOCKS

Let's now review some recent approaches for these different building blocks.

The core of an optical regenerator is a non-linear gate featuring signal extinction ratio enhancement and noise reduction. An optical clock recovery stage is required for 3R regenerators.

V.1. Fibre based gates

Kerr-shutter [9] and non-linear optical loop mirror (NOLM) [10] are probably the first studied gates for regeneration applications. The ultra fast response of Kerr non-linearity is a major advantage of these devices for high speed signal processing. Using a Kerr-shutter, a 40 Gbit/s optical regenerator has been reported [11]. But the weak silica fiber non-linearity requires typical peak power \times length products of $0.5 \text{ W} \times \text{km}$. Long fibre lengths (several km) and polarisation sensitivity to incoming signal are drawbacks for WDM field deployment. Recently, a new polarisation insensitive gate based on self phase modulation spectrum filtering was reported [12], with a good thresholding-limiting characteristics. Fig. 7a and 7b show the principle of operation: it consists of a non-linear fiber piece followed by a slightly detuned optical filter. A "1" symbol will give rise to a high frequency deviation, reaching the filter passband, so power will pass through the filter. With a "0" symbol, the residual power (e.g. due to noise) cannot yield a sufficient frequency deviation in order to reach the filter passband, and no power leaks out of the filter. Several regeneration experiments were reported at 40 and 80 Gbit/s based on this technique [13,14,15]. However, new highly nonlinear materials should replace the holey silica fiber, in order to decrease the operating power (typ. 100 mW) by one decade.

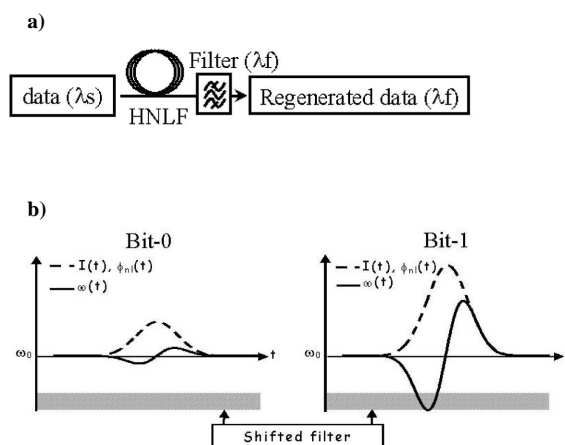


FIG. 7 – Operation principle of the fiber-based SPM + filter optical gate.

Principe d'une porte optique à base d'automodulation de phase dans une fibre associée à un filtrage optique.

V.2. Semiconductor based optical gates

Although not as fast as fibre based devices, these gates are much more compact. One can consider “active devices”, i.e. that require an electrical power supply like semiconductor optical amplifier (SOA) based devices, and “passive devices”, like saturable absorbers [16]. Considering saturable absorbers, we refer to another paper which gives a good state-of-the-art in this special issue.

V.2.1. Active semiconductor based optical gates:

An extensive review of SOA based gates can be found in ref. [17]

i) Cross gain modulation (XGM) gates.

The principle is shown in fig. 8.

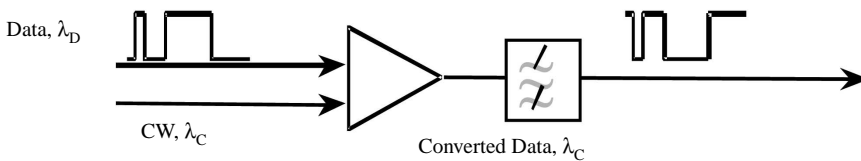


FIG. 8 – Principle of operation of an XGM based gate.

Principe d'une porte optique à base de XGM.

Both data signal and a local CW wave are fed to a SOA. The strong signal modulates the gain through saturation. If the medium gain linewidth is homogeneously broadened as it is the case with standard SOAs, the information is transferred to the CW “probe” wave, but with an inverted data pattern. An optical filter blocks the data wavelength. This wavelength converter generally allows a cleaning of data “0” symbol noise, but is less efficient for “1” symbols. Also, the extinction ratio is degraded to to band filling effects which translate the gain curve depending on the carrier density compression. The gain recovery time presently limits the operation speed to about 40 Gbit/s, in a co-propagative configuration.

ii) Cross phase modulation (XPM) gates. The principle is shown in fig. 9. We consider the general case of differential operation, which yields better results [18].

In order to obtain a better extinction ratio improvement, it has been proposed [Durhuus] to use the phase-amplitude coupling effect of the SOA medium. The basic principle thus consists of incorporating an SOA in the arms of an interferometer. Here we consider for sim-

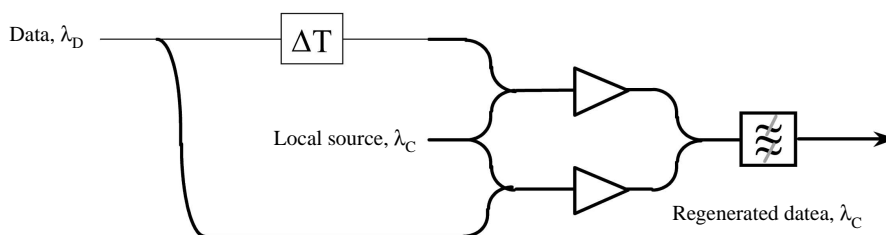


FIG. 9a – Principle of differential operation of an XPM SOA based Mach-Zehnder Interferometer.

Principe de fonctionnement en mode XPM différentiel dans un interféromètre de Mach-Zehnder à base de SOA.

plicity a Mach-Zehnder Interferometer. Two additional arms are added for allowing driving pulses to reach independently the SOAs. Let's now explain how this gate works: the wave to be switched on (probe) is fed to the interferometric path input, and if the interferometer arms phase difference is π , no power leaks out from the output side ("dark fringe"). Now, if a "control" pulse (here a data pulse) is fed to one SOA, the gain saturation effect modifies the carrier density, which gives rise to a phase shift. This phase shift opens the interferometer ("bright fringe") and the probe wave passes through the interferometer. Now, if the interferometer needs to be switched off before the gain recovery time, a second pulse (here a ΔT delayed copy of the opening data pulse) is fed to the second SOA, with the right power amount in order to obtain the same phase shift as above: in this case, the interferometer is returned to the initial π -phase shift difference, with a blocking state. This scheme allows rectangular switching windows with a time duration much shorter than the carrier recovery time (~ 100 times shorter). However, the switching power levels should be more accurately controlled than in the previous case. Other interferometer types have been addressed: Sagnac, also called NOLM, Michelson [19], DISC (delayed interferometric semiconductor gate [20]).

iii) Ultrafast Nonlinear Interferometer gate:

Another very interesting gate is the UNI [21]. The principle is shown in fig. 9b.

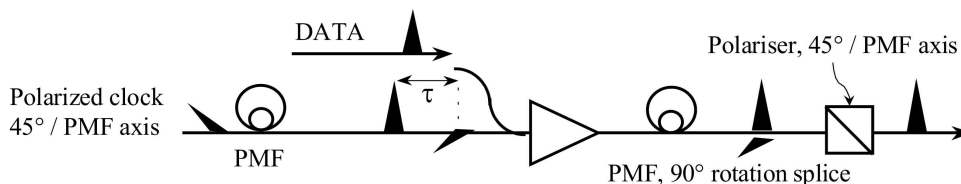


FIG. 9b – Sketch of the Ultrafast Nonlinear Interferometer

Principe d'un interféromètre non-linéaire ultra rapide.

This gate is based on a polarisation interferometer including a single SOA. It consists of two equal length polarisation maintaining fiber (PMF) pieces coupled on each side of an SOA chip, but with their neutral axes crossed by 90° . The probe pulse is polarized, with its axis oriented at 45° wrt the input fiber fast axis. In this way, the pulse is splitted in equal amplitude “fast” and “slow” pulses, due to polarisation group delay differences, and cross the SOA with a respective time delay τ . At the SOA output, because the output PMF has its axes crossed wrt the input PMF, the “fast” pulse propagates now on the slow axis, and reciprocally, so that at the PMF output, the two pulses overlap. Finally, a polarizer with its axis at 45° of the pulses polarization axes forces the remaining transmitted pulses to interfere. If the pulses phase difference is π , no light is transmitted (dark fringe) resulting in a “lo” gate state. Now, if a saturating control pulse (here a strong data pulse) is fed to the amplifier during the time slot τ , then the “late” probe pulse will experience a lower gain and also an increased phase shift wrt the “fast” probe pulse: then both pulse will interfere constructively (bright fringe), and the gate state is “hi”. This UNI has first demonstrated a capability of 100 Gbit/s signal processing. Its only drawback is some bulkiness.

Notice that a key point in achieving very high data rate operation of any opto-optic gate is the need for co-propagative configuration for data and clock. In fact, despite very short carrier recovery times, a contrapropagative configuration operation speed is limited by the chip length: this is due to the fact that a “probe” pulse has to “wait” until the previous active control pulse has gone out of the chip before a new operation can be set-up. For a 1 mm long InP based device, this time is typically 15 ps.

Let's now briefly review some works on active nonlinear optical gates.

Among active semiconductor gates, work has been focused on bistable lasers [22] and mostly on SOA based devices. First reported SOA based optical gates was a Sagnac interferometer incorporating one SOA as the non-linear element [23,24]. However these gates are much better suited for high speed OTDM demultiplexing [25]. Other high speed and well shaped optical gates are SOA-based Mach-Zehnder or Michelson interferometers [26,27], which can be data driven with polarisation independence up to 40 Gbit/s, with excellent performances [28]. Main features of interferometric non-linear gates are signal extinction ratio enhancement and noise variance reduction. 100 Gbit/s optical logic gate based on an ultrafast nonlinear interferometer (UNI) using an SOA in a birefringent interferometer was reported [29], while feasibility of data regeneration at 40 Gbit/s with this gate was demonstrated [30].

V.2.2. Passive semiconductor nonlinear optical gates

Multi-quantum well based saturable absorbers have been known for long. However, the contrast ratio of a transmitting saturable absorber is usually weak, because the thickness of the MQW stack cannot be too high. This is not a problem for Laser mode-locking applications. However, for applications under consideration here, a contrast ratio of at least 5 dB is required. This has been achieved by placing the MQW absorber inside a reflective microcavity [16]. Now, the absorption recovery lifetime is typically in the range of nanoseconds, without some special processing. In order to reduce this lifetime, different techniques are presently investigated in the InGaAsP/InP system: low temperature epitaxial growth [16], high energy ion bombardment [31], and more recently iron doping [32].

V.3. Clock Recovery

For optical 3R regeneration, a synchronous jittered short pulse stream clock has to be recovered from incident signal. Many solutions meeting these requirements have been reported, which cannot all be reviewed here. We only focus on polarisation independent and potentially ultrahigh speed schemes for RZ formats. All-optical clock recovery through optical injection of mode-locked lasers, either in semiconductor [33] or Erbium doped fibre [34] could yield low jitter, short pulse clocks. Phase locked loop techniques using a high speed non-linear optical element as phase comparator [35], could also yield good performance above 100 GHz. Recently, a self-pulsating laser clock recovery was demonstrated at 40 GHz [36, 37, 38].

VI. SOME RECENT RESULTS ON OPTICAL REGENERATION

We briefly review here some recent results on polarisation independent regeneration schemes for data rates above 10 Gbit/s.

VI.1. 2R regeneration

Although 2R regeneration looks very attractive because of its simplicity and bit rate flexibility [39, 40], it is not clear whether it could be used above 10 Gbit/s with a high degree of cascability, because it would require devices with a very short transition time response. However, self-regeneration in a microcavity saturable absorbers has recently been used in order to increase by 30 % the transmission length of a 20 Gbit/s system laboratory experiment, enabling a 7 800 km transmission [41].

VI.2. 3R regeneration

“All-electronic” signal processing is rapidly progressing, with recent demonstration of a 40 Gbit/s optoelectronic repeater using InP-HEMT technology [42]. Several 3R optical regenerator architectures have also been demonstrated. All optical fibre devices were first reported, and have shown now 20 [43], and 40 Gbit/s [44] operation capability over 1 million km. On the semiconductor technology side, hybrid regenerator structures using optoelectronic clock recovery stage and all optical SOA based non-linear interferometric gates have been demonstrated (with BER assessment) at 10 [45], 20 [46,47] and 40 Gbit/s [48]. Cascadability of up to 100 regenerators in recirculation loop at 40 Gbit/s has been reported [49] with multistage interferometric gates, as we have shown that cascaded non-linear gates significantly improve signal regeneration [50].

Finally, InP electro-optic modulators have successfully been used for polarisation insensitive in-line amplitude and phase synchronous modulation of soliton signals up to 40 Gb/s, enabling error-free transmission over more than 20 000 km [51].

VII. CONCLUSION

High speed WDM photonic networks will probably require signal regenerators. Although significant progress has been achieved these last years, it is not yet clear to-day whether all building blocks of a 3R all optical regenerator will be as easily integrated as for an electronic device, with cost effective targets, particularly in a dense WDM context. This means that optical signal processing solutions should yield superior or not otherwise available functionalities, such as bit rate flexibility, or better: simultaneous regeneration of several WDM channels in a single chip. In this latter case, new materials have to be developed, such as quantum box (or at least dot) materials with controlled dot sizes.

Acknowledgements

This work has been partly sponsored by France Telecom R&D, Conseil Régional de Bretagne, Ministère de la Recherche, and the European funding program "FEDER".

The author is grateful to L.Billes, A.Dupas, for helpful discussions.

REFERENCES

- [1] GYANESHWAR (C.G.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2000)*, Baltimore, USA, TuJ7-2. See also *Proceedings of 27th European Conference on Optical Communication (ECOC'01)*, Amsterdam, September 30-October 4, 2001.
- [2] JINNO (M.), *JOURN. Lightwave Technol.*, 1994, 12, n° 9., pp.1648-1659.
- [3] KUBOTA (H.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **29**, n° 20, pp. 1780-1782 (1993).
- [4] AUBIN (G.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **32**, n° 24, pp. 188-189, 1996.
- [5] LECLERC (O.), *27th European Conference on Optical Communication (ECOC'01)*, Amsterdam, September 30-October 4, Tutorial TuM.1.1
- [6] OHLEN (P.) *et al.*, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **9**, n° 7, july 1997, pp. 1011-1013.
- [7] MIKKELSEN (B.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **32**, pp. 566-567.
- [8] GUERBER (P.), *Thèse de l'ENST Paris*, Etude d'un régénérateur 3R optique fondé sur des dispositifs convertisseurs de longueur d'onde à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs à 40 Gbit/s, 28 jan. 2002.
- [9] PENDER (W.A.) *et al.*, *Electron. Lett.*, 1996, **32**, n° 6, pp. 567-569.
- [10] LUCEK (J.K.) *et al.*, *Optics Letters*, 1993, **18**, n° 15, 1993, pp. 1226-1228.
- [11] PENDER (W.A.) *et al.*, *Electron. Lett.*, 1996, **32**, n° 6, pp. 567-569.
- [12] MAMYSHEV (P.V.), *Proceedings of 24th European Conference on Optical Communication (ECOC'98)*, 20-24 September 1998, Madrid, Spain, pp. 475-476.
- [13] RAYBON (G.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2003)*, TuH1.
- [14] WANG (W.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2003)*, TuH2.

- [15] HER (T.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2003)*, TuH3.
- [16] OTANI (T.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2000)*, Baltimore, USA, ThP3.
- [17] STUBKJAER (K.), *IEEE J. Quantum Electron.* 2000 Millenium issue.
- [18] TAJIMA (K.), *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, (1993), pp. L1746-L1749.
- [19] JEPSEN (K.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **34**, n° 5 (1998), pp. 472-474.
- [20] UENO (Y.) *et al.*, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **10** (1998), n° 3, pp. 346-348.
- [21] PATEL (N.S.) *et al.*, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **8** (1996), n° 12, pp. 1695-1697.
- [22] PIEPER (W.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'96)*, San Jose, 25-29 Feb. 1996, PD35 ; K. Nonaka *et al.*: *Photonics Technol. Lett.*, **7**, n° 11995, pp. 29-31.
- [23] EISELT (M.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **29** (1993), n° 1.
- [24] SOKOLOFF (J.P.) *et al.*, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **7** (1993), n° 5, pp. 787-790.
- [25] GLESK (I.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **30** (1994), n° 4.
- [26] JOERGENSEN (C.) *et al.*, *IEEE Journ. Sel. Topics in QE*, **3**, (1997), n° 5, pp. 1168-1179.
- [27] JANZ (C.), *Optical Fiber Communication (OFC'2000)*, Baltimore, USA, ThF6.
- [28] TAJIMA (K.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **35** (1999), n° 23.
- [29] HALL (K.L.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'98)*, San Jose, PD5.
- [30] PHILLIPS (I.D.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **34** (1998), n° 24.
- [31] MANGENEY (J.) *et al.*, and STELMAKH (N.) *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76**, (2000), pp. 1971-1973.
- [32] MARCEAUX (A.) *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, (2001), n° 26, pp. 4065-4067.
- [33] LACH (E.) *et al.*, *22nd European Conference on Optical Communication (ECOC'96)*, Oslo, ThB1.6.
- [34] ADAMS (L.E.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **31** (1995), n° 20.
- [35] KAMATANI (O.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **30** (1994), n° 10.
- [36] BORNHOLDT (A.C.) *et al.*, *25th European Conference on Optical Communication (ECOC'99)*, Nice, France, PD3-5.
- [37] MAHO (W.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2000)*, Baltimore, USA, ThF2.
- [38] SARTORIUS (B.) *et al.*, *27th European Conference on Optical Communication (ECOC'01)*, Amsterdam, September 30-October 4, Tutorial on 3R all optical regeneration.
- [39] DUPAS (A.) *et al.*, *23rd European Conference on Optical Communication (ECOC'97)*, Edimburgh, UK, 22-25 September 1997, post-deadline paper session.
- [40] CHIARONI (D.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'98)*, San Jose, Paper PD15.
- [41] LECLERC (O.) *et al.*, *26th European Conference on Optical Communication (ECOC'01)*, Munich, September 3-7.
- [42] YONEYAMA (M.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **33** (1997), n° 23.
- [43] BIGO (S.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'97)*, Dallas, Texas, USA, PD22.
- [44] same as 7.
- [45] CHIARONI (D.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'98)*, San Jose, Paper PD15.
- [46] BILLES (L.) *et al.*, *23th European Conference on Optical Communication (ECOC'97)*, Edimburgh, UK, **2**.
- [47] LAVIGNE (B.) *et al.*, *Optical Fiber Communication (OFC'2000)*, Baltimore, TuF7.
- [48] FISCHER (S.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **35** (1999), n° 23.
- [49] LAVIGNE (B.) *et al.*, *27th European Conference on Optical Communication (ECOC'01)*, Amsterdam, September 30-October 4, paper We.F.2.6.
- [50] BILLES (L.) *et al.*: *Topical Meeting on Optical Amplifiers and their applications (OAA'95)*, Davos, 1995, pp. 59-62.
- [51] LECLERC (O.) *et al.*, *Electron. Lett.*, **35**, n° 9 (1999).

ETUDE D'UNE PORTE OPTIQUE REGENERATRICE POUR TRANSMISSIONS NRZ A 10 GBIT/S CONSTITUEE D'UN INTERFEROMETRE NON-LINEAIRE DE TYPE NOLM AVEC AMPLIFICATEUR A SEMI-CONDUCTEURS

Vincent RONCIN^{1,2}, Gwenaëlle GIRAULT¹, Jean-Claude SIMON¹

¹ - Groupement d'Intérêt Scientifique FOTON, Laboratoire d'Optronique, CNRS-UMR6082, ENSSAT, 22305 Lannion Cedex, France

² - Highwave Optical Technologies, 22302 Lannion Cedex, France
vincent.roncin@enssat.fr

RESUME

Nous présentons les travaux réalisés sur un régénérateur convertisseur en longueur d'onde tout optique utilisant une configuration originale de NOLM (Non-linear Optical Loop Mirror) en réflexion qui convient aux transmissions optiques NRZ (Non Retour à Zéro) à 10 GBit/s. Nous avons étudié son potentiel de régénération afin qu'il soit utilisé pour le routage de l'information. Introduit dans un réseau local ou métropolitain complexe, chaque nœud de routage aurait pour effet d'améliorer le signal tout en réalisant la conversion de porteuse optique et ceci sans conversion opto-électronique.

MOTS CLES :

Régénération 2R, Porte optique non-linéaire, Amplificateurs à semi-conducteurs (SOA).

1. INTRODUCTION

Le format habituel des transmissions sur fibre à 10 GBit/s par canal est le NRZ qui, associé au multiplexage en longueur d'onde, reste le plus intéressant en terme de coût, capacité de transport d'information et simplicité de mise en œuvre. Dans le cadre du routage de l'information dans des réseaux tout-optiques, l'insertion extraction ainsi que la conversion de longueur d'onde [1] peuvent jouer un rôle important. Plus les architectures se complexifient et plus le signal risque de se dégrader au niveau des nœuds de routage. C'est dans ce contexte que nous avons étudié un régénérateur 2R (Reshaping Regeneration) tout-optique convertisseur en longueur d'onde, robuste, insensible à la polarisation, transparent au débit jusqu'à 40 GBit/s [2] et fonctionnant également en configuration 3R (Retiming & Reshaping Regeneration).

Le principe de régénération tout-optique est basé sur l'amélioration des caractéristiques physiques du signal comme le rapport signal sur bruit optique (OSNR pour Optical Signal to Noise Ratio), le taux d'extinction (TE), la distribution du bruit optique. Pour ce faire, les dispositifs actifs utilisant des portes optiques non linéaires constituées d'amplificateurs à semi-conducteurs ont souvent été étudiés [3]. Notre régénérateur est un interféromètre fibré de type « Boucle de Sagnac » dont la fonction de transmission possède une forte non-linéarité, introduite d'une part par la caractéristique de l'interféromètre mais aussi par la dynamique du gain du SOA. La porte optique est un NOLM.

Dans un premier temps, nous allons étudier le dispositif constituant la porte optique, nous passerons ensuite à la caractérisation des propriétés régénératives puis des performances dans un système réel.

2. LA PORTE OPTIQUE NON-LINEAIRE

Dans le principe de la régénération, la porte optique non linéaire est un dispositif à seuil possédant une transmission non linéaire en fonction de la puissance incidente, déclenchée par le signal à régénérer. Sur la figure 1, on présente une porte optique pour une application de régénération 2R qui va remettre en forme le signal en copiant les données (inversées) sur la sonde (signal continu) via la fonction de transmission. L'application immédiate de ce type de transmission est de réduire les fluctuations d'intensité sur les données (bruit optique, gigue d'amplitude). La configuration 3R permet en plus de resynchroniser les données par rapport à une horloge optique locale générant des impulsions synchrones avec le signal en entrée, cette configuration s'est avérée comme la plus efficace en terme de régénération [4].

Nous avons étudié le NOLM pour sa stabilité puisque par construction, ses bras sont toujours de la même longueur (stabilité effective pour des bras relativement courts, ce qui est le cas ici). L'introduction du SOA comme milieu non linéaire permet une dynamique de gain compatible avec le débit des données à 10 GBit/s.

Le gain du SOA suit plus ou moins fidèlement les variations d'amplitude du champ incident saturant en fonction du temps de recombinaison des porteurs. On peut alors observer (figure 2 a) la caractéristique dynamique expérimentale du gain du SOA qui possède une légère non-linéarité. La sonde va alors voir un gain modulé au rythme de la pompe, c'est la modulation croisée du gain. Cette modulation de la lumière dans l'amplificateur va entraîner un déphasage par auto-modulation de la phase [5] subi par la sonde au rythme du passage des données codées sur la commande (pompe) dans le SOA. La compression du gain associée à une modulation de phase va s'appliquer aux champs co et contra-

propagatifs se propageant dans l'unique bras du NOLM. Le retard de l'un par rapport à l'autre est fonction de la distance L (on pourra se reporter au dispositif expérimental sur la figure 2). La ligne à retard optique LAR permet de faire varier cette longueur L , c'est à dire la différence de phase entre les bras. Une différence de phase de π va ouvrir le NOLM. On peut alors comparer sur la figure 2, la compression dynamique expérimentale du gain (a), et la fonction de transmission expérimentale (b). On observe nettement une accentuation de la non-linéarité sur le niveau bas, et l'apparition d'une non linéarité sur le niveau haut permettant la remise en forme simultanée des niveaux « 1 » et « 0 » des données.

On a aussi montré qu'une compression du gain de 3 dB correspondait à un déphasage de π et donc à un taux d'extinction du NOLM d'environ 10 dB. Nous avons obtenu ces résultats pour une puissance de sonde de -10 dBm sur le SOA et une puissance de pompe variable (la caractérisation a été faite avec des impulsions de 20 ps pour la pompe). Cette caractérisation de la transmission de la fonction optique faite, nous sommes passés à des tests permettant de caractériser le NOLM dans un environnement système réel de transmission de données à 10 Gbit/s.

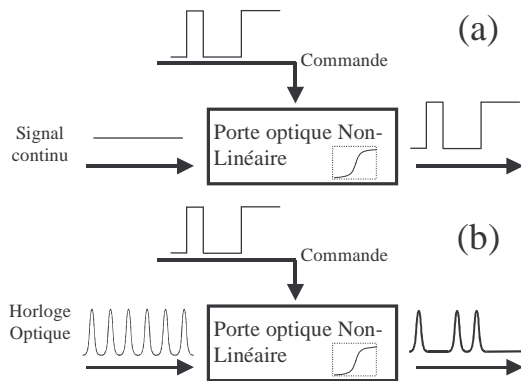


Figure 1: Principe d'une porte optique non linéaire en configuration 2R (a) et 3R (b)

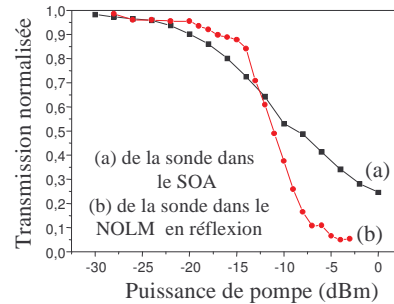


Figure 2: Caractérisation du NOLM. Compression du gain du SOA (a) et Taux d'extinction du NOLM en réflexion (b)

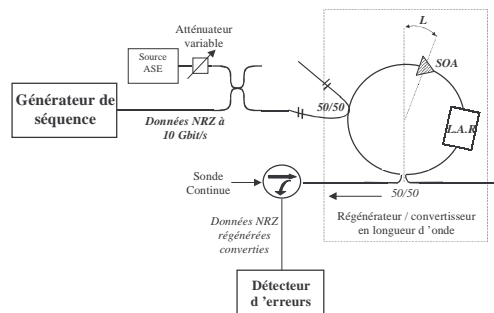


Figure 3: Dispositif expérimental de caractérisation du NOLM en configuration système

3. RESULTATS EN CONFIGURATION SYSTEME

Tout d'abord, nous avons utilisé le NOLM en réflexion pour accentuer le taux d'extinction avec la compression du gain. Nous avons simulé la dégradation de l'OSNR et du TE des données avec une source de bruit (ASE) ajoutée au signal de commande (la configuration 2R va principalement corriger les dégradations dues au bruit des amplificateurs à fibre dopées). La figure 3 présente le dispositif expérimental. La puissance de sonde sur le SOA est de -5 dBm, la puissance de pompe de 3 dBm. La sonde et le NOLM sont à maintien de polarisation afin de favoriser la stabilité de l'interféromètre.

3.1 Caractérisation de l'OSNR de sortie : les résultats concernant l'étude de l'OSNR de sortie du régénérateur sont présentés sur la figure 4. Pour une dégradation en entrée de 15 dB, la dégradation en sortie n'excède pas 5 dB. Cette caractéristique du NOLM est due au fait de la conversion de longueur d'onde (on change de porteuse). La présence du bruit sur la sonde (données régénérées) est essentiellement due à l'émission spontanée du SOA interne à l'interféromètre. Le NOLM a pour action d'absorber les dégradations du signal et son OSNR en sortie est supérieur à 30 dB / 0.5 nm même pour des dégradations importantes en entrée. L'amélioration du TE est elle beaucoup plus critique puisque notre NOLM a en sortie un TE qui n'excède jamais 10 dB. Néanmoins, nous avons mesuré qu'à partir d'un TE en entrée de 8.5 dB, on peut améliorer le TE (de 2 dB au maximum).

3.2 Caractérisation de la pénalité : Nous avons étudié l'influence du régénérateur sur le taux d'erreur binaire (TEB) en plaçant le dispositif à étudier devant un récepteur constitué d'un préamplificateur optique (EDFA), d'un filtre optique de 3 nm de large, et d'un photorecepteur à 10 Gbit/s dont la sensibilité intrinsèque, limitée par le bruit

électronique est de -18 dBm. La sensibilité du récepteur de référence ainsi constitué est de -36 dBm à un taux d'erreur de 10^{-9} pour un signal parfait (sans bruit en excès). Dans ces conditions, la sensibilité du récepteur est limitée par le bruit de battement entre signal et émission spontanée amplifiée sur la ligne de transmission (ASE). Le régénérateur 2R joue le rôle d'un circuit de décision (il possède une transmission non linéaire abrupte). Pour un signal dégradé en entrée, le régénérateur transmet un signal avec un excellent OSNR mais entaché des erreurs dues à la prise de décision tout optique. Nous avons ainsi étudié la dégradation subie par le signal en présence du régénérateur, dégradation plus ou moins importante du fait du bruit propre du dispositif utilisé. Nous avons comparé les puissances minimales requises sur le récepteur pour un TEB de 10^{-9} en fonction de l'OSNR du signal incident à 10 Gbit/s avec et sans régénérateur. La puissance du signal en entrée du NOLM est de 7 dBm. Les résultats sont présentés sur la figure 5.

Nous observons que lorsque l'OSNR est élevé (≥ 20 dB), la pénalité engendrée est de 2.5 dB. Cette pénalité diminue quand l'OSNR devient très faible jusqu'à devenir négligeable, ce qui nous laisse à penser que le bruit propre du régénérateur devient négligeable devant celui du signal.

Enfin, nous avons évalué expérimentalement à 50 GHz le chirp associé à un passage dans le régénérateur. Cet élargissement du spectre est un inconvénient pour les transmissions sur fibre (accentue les effets de la dispersion chromatique). Le chirp pourrait être diminué si la compression du gain du SOA nécessaire pour faire fonctionner le régénérateur devenait moins importante, dans ce cas, il faudrait que l'interféromètre possède un meilleur taux d'extinction.

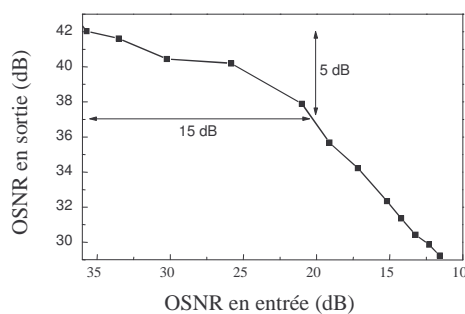


Figure 4: Amélioration de l'OSNR du signal dans le régénérateur

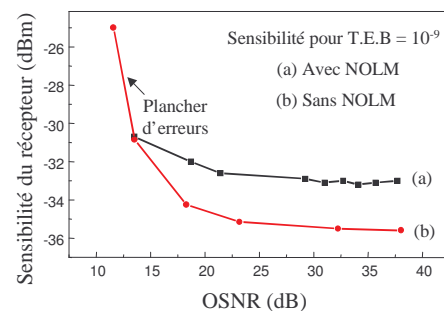


Figure 5: Caractérisation du récepteur en présence du régénérateur

4. CONCLUSION

Nous avons étudié une fonction optique permettant de régénérer le signal NRZ d'un système à 10 Gbit/s. Nous avons pu montrer que le dispositif interférométrique influait en de nombreux points sur les caractéristiques physiques du signal et notamment sur l'amélioration de l'OSNR et du taux d'extinction. En configuration de régénération 2R en ligne, on peut penser qu'il faut un signal en entrée suffisamment dégradé pour obtenir tout le bénéfice du régénérateur. Une étude plus poussée sur la cascabilité et la longueur de ligne entre chaque régénérateur devrait valider les propriétés régénératives du NOLM en configuration 2R pour le format NRZ.

Enfin, les problèmes liés d'une part à la modulation du gain (chirp) et d'autre part à la sensibilité de l'interféromètre aux variations externes, devraient pouvoir être corrigés.

REMERCIEMENTS:

Ces recherches ont été soutenues par le conseil régional de Bretagne, le Ministère de la Recherche et des Nouvelles Technologies ainsi que l'Europe (FEDER).

REFERENCES

- [1] S.J.B.Yoo, « Wavelength Conversion Technologies for WDM Network Applications », in *J. of Lightwave Technol.* Vol. 14 (6), June 1996
- [2] J.Yu & al, "40 Gbit/s wavelength conversion in cascade of SOA and NOLM and demonstration of extinction ratio improvement", in *Electron. Lett.*, Vol. 36 (11), pp. 963-964, May 2000
- [3] K.E.Stubkjaer, "Semiconductor Optical Amplifiers – Based All – Optical Gates for High – Speed Optical Processing", in *Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6 (6), Nov/Dec 2000
- [4] M.Jinno, "All Optical Signal Regularizing / Regeneration Using a Nonlinear Fiber Sagnac Interferometer Switch with Signal-Clock Walk-off", in *J. of Lightwave Technol.*, Vol 12 (9), September 1994
- [5] G.P.Agrawal & al, "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers", in *J. of Quantum Electron.*, Vol25 (11), Nov 1989

OPTICAL SHORT PULSE CHARACTERIZATION BY INTERFEROMETRIC CONTRAST MEASUREMENT METHOD

V. Roncin (1,2), Y. Jaouën (3), J.C. Simon (1)

1 - Groupement d'Intérêt Scientifique FOTON, Laboratoire d'Optronique, CNRS-UMR6082, ENSSAT, 22305 Lannion Cedex, France - Email : vincent.roncin@enssat.fr

2 - Highwave Optical Technologies, 22302 Lannion Cedex, France

3 - ENST, Dept. Communications et Electronique, CNRS URA820, 75634 Paris Cedex 13, France

Abstract: We propose an efficient technique for optical short pulse analysis, based on an interferometric contrast method. A complete temporal pulse analysis adapted for 40Gb/s and 160Gb/s OTDM systems have been achieved using standard 10Gb/s photodetector.

Introduction

In the present optical telecommunication context, high speed Optical Time Division Multiplexing (OTDM) technologies are solutions to increase spectral efficiency of optical communication systems and design more flexible photonic networks. The OTDM is applied for Wavelength Division Multiplexing systems with channel rates of 160 Gb/s or above because the electronic circuits speed is presently limited to ~40 Gb/s data rate [1,2]. The required OTDM properties of the optical pulses are: Fourier-transform-limited pulse shape (no chirp), high repetition rate with ultra-low timing jitter, pulse duration shorter than ¼ bit period of the multiplexed data signal and high extinction ratio (suppression of pedestals) [3,4]. Then, for OTDM system evaluation or physical process investigation, we need an accurate determination of shape and width of optical pulses.

In this paper we present a simple and high reliable method for optical pulse characterization based on Interferometric Contrast Measurement (ICM). High bandwidth photodetector is not necessary. This method has been applied for a complete analysis of less than 10 ps pulses using a 20 GHz bandwidth photodetector. This method has been compared with direct detection (ultra-high bandwidth photodiode) and classical autocorrelation trace measurement method.

Measurement principle

The experimental set-up is shown in Fig. 1. An all-fiber Mach-Zehnder Interferometer (MZI) including a Variable Optical Delay Line (VODL) in one arm is used. A decorrelation fiber is added to obtain the overlap of 2 different pulses at the MZI output. The photocurrent can be expressed as:

$$I(t, \tau) = E_1(t) \cdot E_1(t)^* + E_2(t, \tau) \cdot E_2(t, \tau)^* + 2 \cdot \sqrt{E_1(t) \cdot E_1(t)^* \cdot E_2(t, \tau) \cdot E_2(t, \tau)^*} \cdot \cos \Delta \phi(t, \tau) \quad (1)$$

where E_1 and E_2 are the pulses field amplitude. The phase difference between them is uniformly distributed over $[0, 2\pi]$ due to phase decorrelation between the 2 overlapping pulses. The delay time τ is

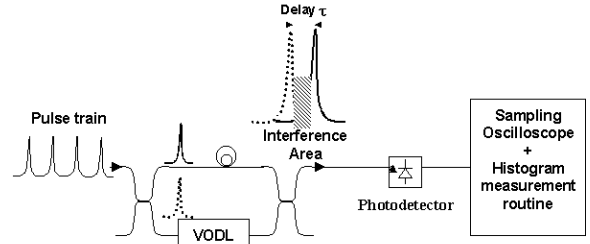


Fig. 1: Experimental set-up for ICM method

adjusted using VODL. Fig. 2 illustrates the ICM principle. We observe the accumulated states of phase difference (a) and the envelope of detected interference (b) using the histogram routine of the sampling oscilloscope. The contrast measurement allows us to deduce the pulse shape.

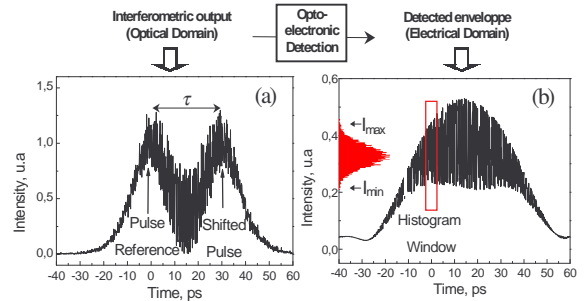


Fig. 2: Measurement principle

The contrast $C(\tau)$ of the interference envelope is obtained through the variation of the overlap between pulses by tuning the VODL delay. E_1 is the reference pulse for all measurements.

$$C(\tau) = \frac{I_{\max}(\tau) - I_{\min}(\tau)}{I_{\max}(\tau) + I_{\min}(\tau)} = \frac{2 \cdot \sqrt{E_1 \cdot E_1^* \cdot E_2(\tau) \cdot E_2(\tau)^*}}{E_1 \cdot E_1^* + E_2(\tau) \cdot E_2(\tau)^*} \quad (2)$$

The pulse shape ratio $R_{ICM}(\tau) = [E_2(\tau) \cdot E_2(\tau)^*] / [E_1 \cdot E_1^*]$ between the temporal shifted intensities can be completely expressed in term of contrast for $R_{ICM}(\tau) > 0$:

$$R_{ICM}(\tau) = \left[\left(\frac{1}{C(\tau)} \right) - \sqrt{\frac{1}{C^2(\tau)} - 1} \right]^2 \quad (3)$$

Experimental results and autocorrelation trace comparison

Optical pulses have been obtained using 2 different gain-switched DFB lasers adapted for 40 Gb/s and 160 Gb/s OTDM. The MZI is built using all-polarisation maintaining optical fibers to increase stability. The VODL mechanical resolution is 1.1 ps and the ICM contrast ratio is obtained with a 5 ps histogram window. The contrast is more precisely evaluated with RMS 3σ routine (>99% of shots).

For the first characterized DFB laser, the 20 ps generated pulses are optimally compressed after 900 m propagation in Dispersion Compensation Fiber (DCF = -29 ps/nm/km) to obtain a residually chirped 10 ps pulse (approximately) [5]. The ICM measurements have been achieved using a 20 GHz SD46 Tektronix detector module associated with Tektronix CSA803 sampling oscilloscope. Fig. 3 compares ICM measurement and direct detection using two different high bandwidth photodiodes (20 GHz and 45 GHz). A 7.2 ps pulse width is found by the ICM method. The corresponding autocorrelation trace is 9.6 ps width (7.0 ps after Gaussian deconvolution). The ICM method is in good agreement with the direct measurement using a 45 GHz ultra-high bandwidth U₂T photodiode as shown in Fig. 3.

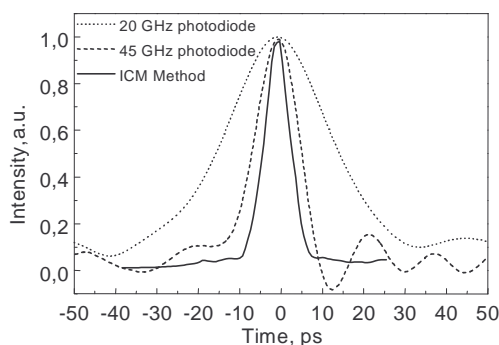


Fig. 3: Traces of ~7 ps pulse width measurements: ICM method (solid), 45 GHz direct detection (dash), 20 GHz direct detection (dot)

The second characterized DFB Laser [6] associated with an electrical snap-off diode is potentially adapted to next 160 Gb/s OTDM systems. The appropriated pulsewidth for this application has to be less than 2.5 ps. Autocorrelation trace and ICM measurement have been compared. The optimum pulse compression has been obtained with a 375 m DCF fiber (-18.2 ps/nm/km). Results are shown in Fig. 4. A 2.9 ps pulse width is obtained by the ICM method. The measured autocorrelation trace width is 5 ps, corresponding to a 3.5 ps pulse width (with Gaussian deconvolution). Note that the pulse pedestal shape can be precisely measured by the ICM method.

Efficiency and limitations of ICM method

A non-coherent configuration of the MZI improves the

contrast of the interference envelope. The effect of post-filtering can be neglected if the histogram window measurement is narrow enough. The precision of the measurement is given by the resolution of the VODL.

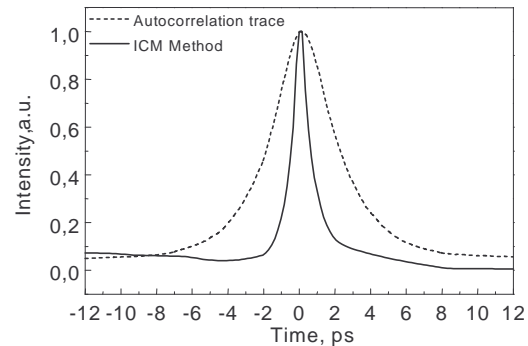


Fig. 4: Trace of ~2.5 ps pulse width measurements: ICM method (solid), autocorrelation trace (dash)

For accurate measurements, initially weakly chirped or chirp compensated pulses are required. The measurement of the contrast depends on the bandwidth of the detector. When the pulse is highly chirped, the contrast of interference envelope is reduced due to the photodiode bandwidth smoothing of the high frequency beating of overlapping pulses. This degradation of pulse measurement yields a time duration smaller than expected.

Conclusion

Ultra-short optical pulses can be characterized by ICM method in terms of pulse width and pedestal extinction ratio. The pulse shape can be directly obtained by the ICM method contrary to autocorrelation measurement. Specific high speed optoelectronic devices are not necessary. Different pulses adapted to 40 Gb/s and 160 Gb/s OTDM, have been measured using a standard 10 Gb/s photodetector. However, the method is presently restricted to unchirped pulses.

Acknowledgements

This work was supported by the Ministère de la Recherche et des Nouvelles Technologies, the Conseil Régional de Bretagne, and the FEDER.

References

- 1 H.G. Weber, *ECOC'02*, paper 2.1.1 (2002)
- 2 M. Nakazawa, *ECOC'01*, paper Tu.L.2.3 (2001)
- 3 M.L. Nielsen, *Photon. Technol. Lett.*, PTL-14, pp. 245-247 (2002)
- 4 H.J. Lee, *IECE Trans. Electron*, vol. E82, n°2 (1999)
- 5 G.P. Agrawal, *Non Linear Fiber Optics*, Snd Ed. pp. 67-69, Academic Press (1995)
- 6 L. Chusseau, *Photon. Technol. Lett.*, pp. 24-26 (1994)

COMPRESSION D'IMPULSIONS PAR MELANGE A QUATRE ONDES DANS LES AMPLIFICATEURS A SEMICONDUCTEUR

Roncin Vincent^{1,2}, Gay Mathilde¹, Fève Sylvain¹ et Simon Jean Claude¹

¹Laboratoire d'Optronique CNRS-UMR 6082,
Groupement d'intérêt scientifique « FOTON »
ENSSAT-Université de Rennes1
6 rue de Kerampont
BP 447, 22305 Lannion Cedex, France

²Highwave Optical Technologies
11, rue Louis de Broglie
BP 137, 22302 Lannion Cedex, France

e-mail : vincent.roncin@enssat.fr

Tél : 02.96.46.27.50

Fax : 02.96.37.01.99

Résumé : Nous étudions une technique de compression d'impulsions optiques par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteur. L'objectif recherché est la remise en forme de l'impulsion pour faciliter son multiplexage en temps dans une transmission par fibre optique supérieure à 40Gbit/s.

I INTRODUCTION

L'augmentation des débits de transmission dans les télécommunications par fibre optique tend vers une exploitation optimum de la bande passante de la fibre aussi bien en longueur d'onde (WDM) qu'en temps. Le multiplexage en temps (Optical Time Division Multiplexing) permet d'augmenter de manière purement optique le débit d'une transmission sur une longueur d'onde. Le principe est de réduire la durée des impulsions émises à une fréquence de base, de les séparer puis les retarder entre elles (25ps pour passer de 20 à 40 GHz) pour ensuite les recombinaison. La technique classiquement utilisée est la compression linéaire des impulsions dans la fibre [1]. Dans cet article, nous présentons l'étude de l'efficacité de la compression « non linéaire » des impulsions par mélange à quatre ondes.

II LE MELANGE A QUATRE ONDES

Le mélange à quatre ondes est un effet non linéaire bien connu et largement étudié dans la littérature [2]. Nous avons étudié le cas du mélange à quatre ondes hautement dégénéré (l'écart entre les deux sources incidentes est supérieur à 1 nm). Dans le cas d'un signal en entrée, modulé (pompe), ce type de processus très rapide permet d'obtenir une onde convertie synchrone avec la pompe dont l'enveloppe est proportionnelle au carré de celle de la pompe. Le passage d'une impulsion courte (pompe) en interaction résonnante avec un champ continu intense (sonde) dans le SOA produit un champ converti dont nous avons étudié l'enveloppe. Son expression est la suivante [3]:

$$E_C(l) = - \frac{E_p^2(l) \cdot E_s^*(l) \cdot \kappa(l) \cdot l \cdot e^{i\Delta k \cdot l}}{0.23G + i\Delta k \cdot l} \quad (1)$$

Avec le coefficient de couplage $\kappa(z)$, modélisant la contribution des effets physiques dans le SOA, l la longueur du SOA, G le gain saturé et Δk l'accord de phase.

Nous pouvons en déduire la forme de l'impulsion convertie (E_C) en sortie du SOA, à partir de la forme de l'impulsion de pompe en entrée (E_P). Ce processus permet d'augmenter le

taux d'extinction d'un signal pour une application de régénération 2 & 3 R [4] ou bien en théorie, de diminuer les « ailes » des impulsions pour le multiplexage OTDM. C'est dans ce contexte que nous avons étudié puis développé une technique de mesure de la forme des impulsions.

III LA MESURE DE LA FORME DES IMPULSIONS

Nous avons montré théoriquement pour une impulsion incidente gaussienne (figure 1), qu'il était possible d'obtenir des informations sur la forme des impulsions par le biais de l'enveloppe des interférences produites par recouvrement d'une impulsion sur elle même dans un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder, dont un des bras aurait une longueur variable (figure 2).

L'interférence produite (en $t=0$) entre les deux impulsions dédoublées I_1 et I_2 est donnée par la relation suivante :

$$I(\tau) = I_{01} + I_{02}(\tau) + 2\sqrt{I_{01} \cdot I_{02}(\tau)} \cos[\varphi_1 - \varphi_2(\tau) + \Delta\phi] \quad (2)$$

I_{01} et I_{02} , les amplitudes des impulsions I_1 et I_2 (φ_1 et φ_2 les phases respectives), τ le délai temporel entre les deux impulsions.

Le bruit d'interférences correspond à la variation lente du déphasage $\Delta\phi$ entre I_1 et I_2 , par rapport à la cadence de modulation des impulsions (10GHz). On détermine alors l'enveloppe des interférences :

$$I_0^{\min/\max}(\tau) = I_{01} + I_{02}(\tau) \mp 2\sqrt{I_{01} \cdot I_{02}(\tau)} \quad (3)$$

Ainsi que le contraste du bruit d'interférences:

$$C_0(\tau) = \frac{I_0^{\max}(\tau) - I_0^{\min}(\tau)}{I_0^{\max}(\tau) + I_0^{\min}(\tau)} = \frac{2\sqrt{\varepsilon(\tau)}}{1 + \varepsilon(\tau)} \text{ avec } \varepsilon(\tau) = \frac{I_{02}(\tau)}{I_{01}} \quad (4)$$

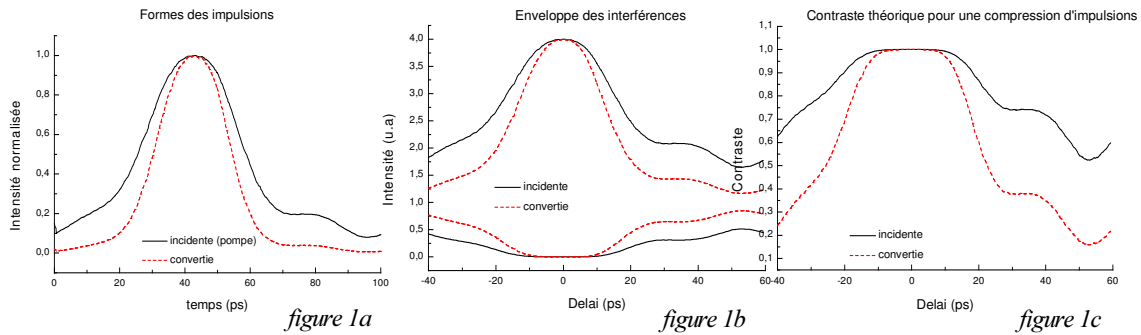


Figure1 : Etude théorique sur la forme des impulsions (1a). Enveloppe de l'interférences par superposition des impulsions décalées (1b) et contraste des interférences (1c).

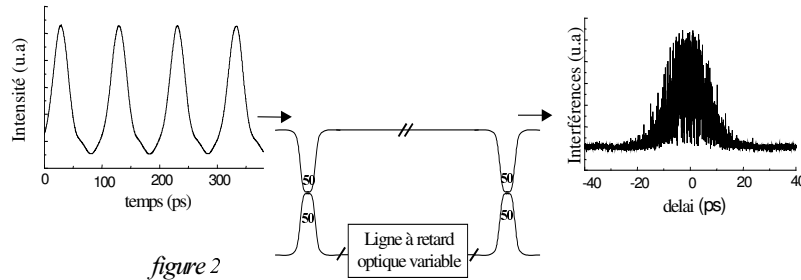


Figure 2 : Montage expérimental de l'interféromètre fibré. On peut observer le train d'impulsion en entrée de l'interféromètre ainsi que la figure d'interférence observée en sortie lorsque deux impulsions se recouvrent totalement (bruit d'interférences).

La mesure du contraste du bruit d'interférences nous permet de retrouver la forme de l'impulsion. Dans le cas de la pompe, nous avons comparé la largeur à mi hauteur de l'impulsion déduite des interférences, avec celle mesurée à l'autocorrélateur (figure 3). Les valeurs mesurées avec les deux techniques sont équivalentes (on note que l'autocorrélateur ne donne pas d'information sur la forme de l'impulsion, uniquement sur sa largeur). L'impulsion générée par mélange à quatre ondes, a été mesurée pour deux régimes de compression de gain du SOA différents (figure 4). Pour un gain saturé du SOA (régime de faible compression, i.e. une sonde très puissante), la forme de l'impulsion est conservée car non perturbée par la modulation du gain (1).

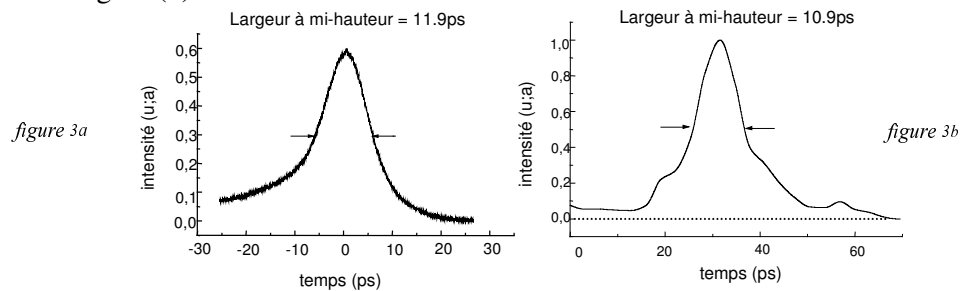


Figure 3 : Impulsion de pompe mesurée à l'autocorrélateur (à doublage de fréquences) (3a), impulsion de pompe par mesure interférométrique (3b).

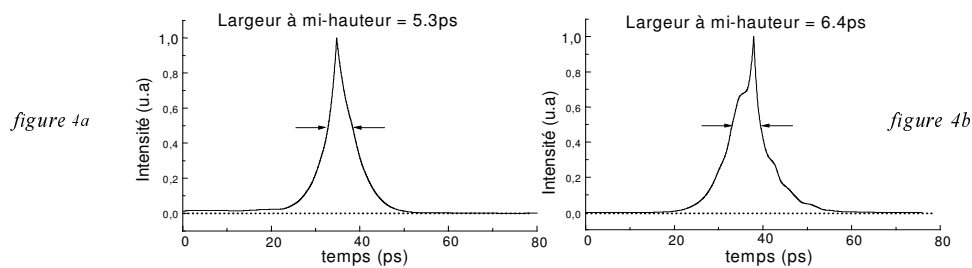


Figure 4 : Impulsion convertie par mélange à quatre ondes pour une faible puissance de sonde (4a) et pour une forte puissance de sonde (4b).

IV CONCLUSION

Nous avons montré l'efficacité de la remise en forme d'impulsion par mélange à quatre ondes pour le multiplexage OTDM. Nous avons développé aussi une technique interférométrique de mesure de la forme des « ailes » des impulsions, qui semble donner de bons résultats.

Remerciements : Recherches soutenues par la région Bretagne, le FEDER, le MRT et Highwave Optical Technologies.

Références

- 1- « High-speed picosecond optical pulse compression from gain-switched 1.3 μ m DFB-LD through highly dispersive single-mode fiber », A. Takada & al, J. of Lightwave Technol., Vol. 5, n°10 (1987)
- 2- « Population pulsations and nondegenerated four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers », G. P. Agrawal, J. Opt. Soc. Am, Vol. 5, n°1 (1988)
- 3- « Efficiency of broadband four-wave-mixing wavelength conversion using semiconductor traveling-wave amplifiers », J. Zhou & al, IEEE P.T.L., Vol.6, n°1 (1994)
- 4- « Extinction ratio improvement and wavelength conversion on four wave mixing in a semiconductor optical amplifier », C. Gosset & al, IEEE PTL, Vol. 13, n°2 (2001)

Index

Absorbants saturables (AS), 56
Accord de phase (condition), 102
Amplification de ligne, 35-38
Automodulation de la phase dans la fibre, 57

Back to back, 186
Battement optique, 77
Bruits opto-électroniques, 130
Bruit de battement, 77, 131-132
Boucle à recirculation, 204-206

Chrip dans les lasers, 40, 92-93, 96
Chrip dans les SOA, 182-183
Coefficient d'amplification linéique, 120
Compression d'impulsions, 97, 227
Contraste des interférences électriques, 84
Conversion de longueur d'onde (SOA), 53
Coefficient de HENRY, 53
Coefficient de *PMD*, 42

Densité de probabilité du bruit, 48
Densité spectrale de puissance optique (*DSP*), 129, 132
Détection quadratique, 129
Diagramme de l'œil, 37
Démultipléage temporel optique (*OTDM*), 28
Densité de porteurs de charge, 121, 124
Dispersion chromatique, 39-40
Dispersion modale de polarisation (*PMD*), 41, 42
Double-étage de SOA, 160, 191-192

Effet Kerr optique, 40
Elargissement spectral dynamique (*ESD*), 182-183

Facteur de bruit équivalent d'une liaison optique, 36

Facteur d'inversion de population, 133-135
Facteur Q, 37, 155
Fibres optiques (caractéristiques), 40
Filtre passe bande électrique (Butterworth), 82
Fonction de transfert non-linéaire, 47, 49, 152, 163, 198

Gain d'amplificateur, 52, 120
Gain différentiel, 120
Gigue temporelle, 41

Interférences électriques, 83
Interférences optiques, 81
Interféromètre de Mach-Zehnder, 29-30, 61
Interféromètre Non-linéaire Ultra-rapide (*UNI*), 62

Ligne de transmission optique, 33, 35

Mécanismes inter-bandes, 233
Mécanismes intra-bandes, 223
Mélange à quatre ondes :
 modèle statique, 100-101, 229-233
 modèle dynamique, 103-105, 229-233
Modulateur à électro-absorption (*MEA*), 59-60
Modulateur électro-optique, 184-185
Modulation de la phase (dans les SOA), 54, 143-144
Modulation du gain (dans les SOA), 52-53, 123
Modulation du courant de polarisation (des lasers), 92, 225-226
Multiplexage temporel optique, 27
Multiplexage optique en longueur d'onde (WDM), 26

NOLM (boucle optique non-linéaire), 58, 62-63, 141-142

OSNR (Rapport Signal sur Bruit Optique), 38, 132, 190

Paramètre d'émission spontanée (n_{sp}), 133

Patterning, 163, 182-183

Pertes dépendant de la polarisation, 41-42

Photodiode rapide, 82

Probabilité d'erreurs, 31

Puissance d'émission spontanée amplifiée, 35, 132

Puissance de saturation des amplificateurs optiques, 52, 122

Puissance soliton, 207

Régénérateur 2R, 45

Régénérateur 3R, 46

RIN, 130

Sensibilité optique du récepteur, 189

Signaux à énergie finie, 129

Signaux à puissance moyenne finie (*PMF*), 129

SNR (Rapport Signal sur Bruit Electrique), 38, 137

Taux d'erreurs binaires (*TEB*), 38, 50, 186-187

Taux de compression dynamique, 52, 137

Taux de remplissage optique, 181

Taux d'extinction, 37, (du NOLM) 148

Temps de cohérence (sources laser), 95-96

Temps de recombinaison du gain, 52

Temps de recombinaison des porteurs, 123-124

Théorème de Parseval, 129

Théorème de Wiener-Khintchine, 129

Transformation du bruit optique, 49-51, 139

Transmissions non-linéaire, 47

Transparence optique, 121, 134

Abstract

In this thesis work, we present several studies on signal improvement for high speed optical transmissions.

Pulse shape extinction-ratio improvement should lead to stabilize optical time division multiplexed (OTDM) signals.

Nonlinear optical gates use in “point to point” transmissions and optical network cross-connects should lead to regenerate optical data signal without electrical conversion.

During the thesis, we particularly focused on two main subjects.

- Pulse reshaping and extinction ratio improvement using four wave mixing in semiconductor optical amplifiers (SOA).

- Design, modelling and characterization of two optical functions based on semiconductor optical amplifiers for optical regeneration at 10 Gbit/s : Dual-Stage of SOA and a SOA based nonlinear optical loop mirror (NOLM-SOA).

Both theoretical results and system characterisations are reported in this manuscript.

Title

Contribution to the study of all-optical functions based on semiconductor optical amplifiers for high bit rate signal regeneration.

Keywords

High bit rate optical transmissions

All optical regeneration

Wavelength conversion

Semiconductor optical amplifiers

Résumé

Nous présentons dans ce rapport de thèse plusieurs études relatives à l'amélioration des signaux optiques d'information numérique dans les systèmes de télécommunications à très haut débit.

L'amélioration du taux d'extinction des sources impulsionnelles permet une meilleure stabilité des signaux multiplexés temporellement (OTDM), en réduisant l'interférence entre les symboles.

L'utilisation de portes optiques non-linéaires permet de régénérer le signal dans les liaisons dites " point à point " ainsi qu'aux nœuds de commutation des futurs réseaux tout-optiques.

Les principales réalisations de cette thèse portent sur :

- La remise en forme d'impulsions optiques améliorant le taux d'extinction, par mélange à quatre ondes dans les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA)

- La réalisation et la caractérisation de deux fonctions optiques non-linéaires à base de semi-conducteurs pour la régénération des signaux supérieurs à 10 Gbit/s : le Double-Etage de SOA et le miroir optique non-linéaire à base de SOA (NOLM-SOA).

Les résultats présentés dans la thèse sont obtenus à partir des simulations et de mesures expérimentales en environnement système.

Titre

Contribution à l'étude de fonctions optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour la régénération des signaux de télécommunication à très haut débit.

Mots clés

Télécommunications optiques à très haut débit

Régénération tout-optique

Conversion de longueur d'onde

Amplificateurs à semi-conducteurs